ZUR ANISOTROPIE DER ELEKTRONENAUSBEUTE BEIM AUFTREFFEN VON PRIMÄRELEKTRONEN AUF SILIZIUM-EINKRISTALLE UND DIE BEOBACHTUNG DER DADURCH VERURSACHTEN „ELECTRON-CHANNELING-PATTERN"

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls- Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Gerd Kuhnle
aus Stuttgart

1975

1974

75 58

ZUR ANISOTROPIE DER ELEKTRONENAUSBEUTE BEIM AUFTREFFEN VON PRIMÄRELEKTRONEN AUF SILIZIUM-EINKRISTALLE UND DIE BEOBACHTUNG DER DADURCH VERURSACHTEN „ELECTRON-CHANNELING-PATTERN"

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls- Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Gerd Kuhnle
aus Stuttgart

1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung:	21. November 1974
Dekan:	Prof. Dr. K. Wildermuth
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. H. Seiler
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. G. Möllenstedt

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Meßapparaturen und Oberflächenbeschaffenheit der Einkristalle	4
a) Meßapparatur	4
b) Elektronenrastermikroskop	7
c) Untersuchung und Präparation der Oberflächen der verwendeten Einkristalle	8
III. Electron-Channeling-Pattern	14
a) Entstehung der ECP	14
b) Methode zur Aufnahme der ECP	18
c) Rotationsdiagramme	19
IV. Ausbeute an verschieden orientierten Si-Flächen bei senkrechtem Einfall	25
V. Liniensystem der Electron-Channeling-Pattern in der Umgebung des 111-Poles	29
a) Abhängigkeit des Liniensystems der ECP in der Umgebung des 111-Poles von der Beschleunigungsspannung	29
b) Erklärung für die Schwankungen der Ausbeute bei senkrechtem Einfall der PE auf eine Einkristallfläche	31
VI. Eindringverhalten des Wellenfeldes der Primärelektronen und Kontrast der Electron-Channeling-Pattern	32
a) Beitrag der PE und RE zur Sekundärelektronenemission von Si-Einkristallen	32
b) Eindringtiefe des Wellenfeldes der PE in Si [11$\bar{1}$] nach Reimer	32

c) Messung der Schwächungslänge der PE in Si 34

d) Abhängigkeit des Kontrastes der ECP von der Energie der PE und von amorphen Si-Deckschichten 36

e) Praktische Anwendung des Kontrastes der ECP 41

VII. Electron-Channeling-Pattern bei ganz niederen Energien der Primärelektronen im Ultrahochvakuum 43

VIII. Zusammenfassung 48

IX. Literaturverzeichnis 51

I. Einleitung

Beschießt man eine Oberfläche mit Primärelektronen (PE), so gehen von dieser wieder Elektronen aus. Auf Grund ihrer Energie kann man die emittierten Elektronen in zwei Gruppen unterteilen: Sekundärelektronen (SE) mit Energien $\leq$ 50 eV und elastisch und unelastisch reflektierte Elektronen (RE) mit Energien $>$ 50 eV. Den beiden Anteilen entsprechend kann man eine SE-Ausbeute δ bzw. einen Elektronenreflexionskoeffizienten η durch die Zahl der erzeugten SE bzw. RE pro einfallendes PE definieren. Die Summe $\sigma = \delta + \eta$ nennt man die Gesamt- oder Totalausbeute.

σ, δ und η steigen an glatten polykristallinen Oberflächen monoton mit zunehmendem Einfallswinkel γ gegen die Oberflächennormale in etwa proportional zu $1/\cos\gamma$ an. An einkristallinen Oberflächen überlagern sich dem monotonen Anstieg einzelne Maxima und Minima, d.h. es zeigt sich eine Anisotropie der Ausbeute.

Die Anisotropie von σ wurde zuerst von Laponsky und Whetten [2] an MgO- und LiF-Einkristallen und von Soshea und Decker [3] an Ti-Einkristallen beobachtet. Letztere untersuchten die Abhängigkeit der Anisotropie von der Energie der PE. Die Lage der Maxima erwies sich als unabhängig von der Energie der PE, die Gestalt der Kurve jedoch als energieabhängig. Die Höhe der Maxima steigt mit zunehmender Energie der PE an, erreicht ein Maximum bei einigen 100 eV und fällt dann wieder ab. Die Anisotropie von σ, δ und η konnte aber bei 50 keV noch nachgewiesen werden [4]. Goetz [5] untersuchte die Breite der Maxima und fand, daß sie proportional zur Wellenlänge der PE abnimmt.

Die Anisotropie der Elektronenausbeute macht sich auch bei der Abbildung von Oberflächen im Elektronenemissionsmikroskop (EEM) und Elektronenrastermikroskop (REM) bemerkbar. Im EEM beobachtet man

eine Änderung des Kontrastes zwischen verschiedenen einkristallinen Körnern bei einer Drehung des Objekts [6]. Das führt zu Anisotropiekurven, bei denen nicht der Einfallswinkel γ verändert wird, sondern bei denen unter festem Einschußwinkel der Azimutwinkel φ durch Drehen des Objekts verändert wird. Bas [7] hat solche Kurven für den SE-Strom an Si-Einkristallen aufgenommen.

Im REM wird bei kleinen Vergrößerungen ein relativ großer Objektbereich abgerastert, d.h. der einfallende PE-Strahl ändert seine Einfallsrichtung relativ zur Objektnormalen. Bei einkristallinen Objekten beobachtet man ein Bandsystem [8], die "Electron-Channeling-Pattern" (ECP), "Kikuchi-like-Pattern" oder "orientierungsabhängige Reflexe". Die Entstehung der ECP wird nach Booker [9] durch Elektronen-Channeling bzw. anomale Transmission erklärt. Reimer [10] hat die Eindringtiefe des Wellenfeldes der PE in einen Si-(111)-Kristall berechnet.

In der Diplomarbeit [11] ist die Anisotropie, die die physikalische Ursache für die Entstehung der ECP im REM ist, im Energiebereich von 5 - 50 keV untersucht worden. Dabei ergaben sich eine Reihe von Problemen, die im Rahmen dieser Arbeit behandelt werden sollen:

1) Eine experimentelle Untersuchung desjenigen Anteils der Anisotropie, der charakteristisch für die Orientierung des Primärstrahls relativ zu den kristallographischen Achsen ist, ergibt nur dann quantitativ auswertbare Vergleichsmöglichkeiten zwischen verschiedenen kristallographischen Richtungen im Hinblick auf die Wechselwirkung des Kristalls mit dem Elektronenstrahl, wenn diese Anisotropie nicht von der starken Abhängigkeit der Koeffizienten δ und η vom Einfallswinkel γ überlagert ist. Deshalb werden die Anisotropiekurven, d.h. die Abhängigkeit dieser Koeffizienten von der Orientierung des Primärstrahls derart aufgenommen, daß der Einfallswinkel γ der Primärelektronen konstant bleibt und nur der Azimutwinkel verändert wird. Dazu sollte versucht werden, die

Anisotropiekurven in der Art aufzunehmen, daß der Einfallswinkel der PE konstant bleibt und der Azimutwinkel verändert wird. Durch diese Aufnahmetechnik können verschiedene Kristallrichtungen angeschossen werden, ohne daß der mit $1/\cos\gamma$ ansteigende Untergrund einen Vergleich unmöglich macht. Ferner soll δ , η und σ an verschieden orientierten Flächen von Si-Einkristallen bei senkrechtem Einfall der PE bestimmt werden um eine Abhängigkeit, insbesondere von η von der Kristallrichtung festzustellen, wie sie für η von der Ordnungszahl Z besteht.

2) Die Anisotropie steigt [4] im Energiebereich von 5 - 50 keV mit abnehmender Energie der PE an. Daher sollte man annehmen, daß die ECP im REM mit sinkender Energie der PE kontrastreicher werden. Dagegen stellt man fest, daß der Kontrast der ECP im REM ziemlich unabhängig von der Energie der PE zwischen 10 - 50 keV ist. Diese Diskrepanz sollte untersucht werden.

3) Es sollte geprüft werden, ob auch im Energiebereich unter 5 keV ECP beobachtet werden können.

Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit wurden vorgetragen auf:

Proceedings of the Fourth Annual Scanning Electron Microscope Symposium, IIT Research Institute, Chicago, April 1971 und im Tagungsband Scanning Electron Microscopy / 1971 (Part I) veröffentlicht;

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 1973, Münster;

7. Kolloquium des Arbeitskreises für Elektronenmikroskopische Direktabbildung von Oberflächen, Juni 1974, Frankfurt.

II. Meßapparaturen und Oberflächenbeschaffenheit der Einkristalle

a) Meßapparatur

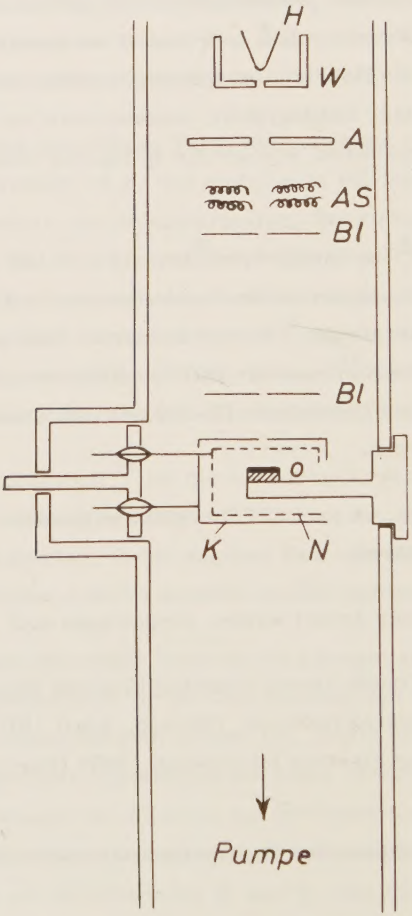


Abb. 1: Apparatur

A = Anode
Bl = Blende
O = Objekt
N = Netz
AS = Ablenkspulen
H = Haarnadelkathode
K = Kollektor
W = Wehneltzylinder

Für die Untersuchungen der Ausbeute wurde eine demontierbare Metallapparatur mit Gummi- und Vitondichtungen aufgebaut. Auf eine doppelwandige Bauweise, wie sie von Seiler und Stärk [12] benutzt und beschrieben wurde, wurde verzichtet, da die Si-Einkristalle nur relativ geringe Aufwachsraten für Polymerisatschichten unter Elektronenbeschuß [4] zeigten. Es wurde lediglich ein Kühlfinger mit flüssiger Luft in der Nähe des Objekts angebracht. Das Vakuum wurde mit einer Rotationspumpe und einer Öldiffusionspumpe mit Kühlbaffle erzeugt und betrug am Objekt etwa 10^{-5} torr.

Die Apparatur zeigt Abb. 1. Als Elektronenquelle diente ein Siemens-strahlkopf mit Haarnadelkathode in einem Fernfokus-Elektronenstrahlerzeuger nach Steigerwald . Die Wehneltspannung wurde durch einen veränderlichen Vorwiderstand von maximal 60 MΩ erzeugt, die thermische Drift durch einen Quarzzylinder nach Holl [13] verhindert. Die Stromstabilität war besser als $5 \cdot 10^{-4}$. Der Strom auf das Objekt lag in der Größenordnung 10^{-8} A. Die Hochspannung lieferte eine Hochfrequenzkaskade vom Typ HA 60 der Fa. AEG-Zeiss. Der Elektronenstrahl wurde durch zwei Blenden im Abstand von etwa 135 mm begrenzt. Das ergab je nach Blendendurchmesser eine Apertur in der Größenordnung von 10^{-3} rad.

Der Objekthalter saß auf einem Flansch mit Zahnkranz und konnte von außen her eingeschoben werden. Mit Hilfe eines Schneckengetriebes konnte der Zahnkranzflansch und damit das Objekt gegen den Elektronenstrahl gekippt werden. Außerdem konnte das Objekt in x- und y-Richtung verschoben und um die z-Achse, die Objektnormale, gedreht werden. Der für die gleichmäßige Drehung verwendete Synchronmotor saß etwa 25 cm von der Apparatur entfernt um die magnetischen Brummstörungen vom Elektronenstrahl fernzuhalten. Zur weiteren Justierung konnte das Objekt um eine zweite Achse, die senkrecht zur anderen Kippachse stand, um kleinere Winkel bis $\pm 5^{o}$ gekippt werden. Abbildung 2 zeigt die verschiedenen Bewegungsmöglichkeiten des Objekthalters.

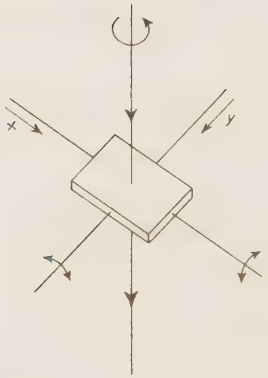


Abb. 2:

Bewegungsmöglichkeiten des Objekthalters: Verschiebung in x- und y-Richtung, Rotation um die Objektnormale, Kippung um 2 zueinander senkrechte Achsen in der Objektebene

Die Messung der Ströme erfolgte über abgeschirmte Kabel mit einem Röhrenvoltmeter der Fa. Keithley Instr. Modell 417. Synchron mit der Drehung des Objekts konnte der Strom mit einem Schreiber der Fa. Metrawatt (Kompensationslinienschreiber Servogor) aufgezeichnet werden.

Das Präparat, das mit einem Federkontakt auf den Objekttisch gespannt wird, ist von einem Netz und einem Kollektor umgeben. Zum Objektwechsel konnten Netz und Kollektor über einen Schieber seitlich weggezogen werden. Zur Bestimmung der Totalausbeute, der SE-Ausbeute und des Elektronenreflexionskoeffizienten sind drei verschiedene Messungen notwendig:

a) Verbindet man Netz, Kollektor und Objekt miteinander, so mißt man den PE-Strom $i_1 = i_{PE}$.

b) Legt man den Kollektor an - 50 V und das Netz an - 80 V gegen das Objekt, so mißt man als Objektstrom $i_2 = i_{PE} - i_{RE}$. Dabei ist $i_{RE} = i_{PE} \cdot \eta$ der Strom der RE. Da das Netz auf negativem Potential gegen den Kollektor liegt, können die durch die RE am Kollektor ausgelösten SE nicht zum Objekt gelangen und dadurch die Messung beeinflussen.

c) Legt man den Kollektor und das Netz an +40 V gegen das Objekt, so mißt man als Objektstrom $i_3 = i_{PE} - i_{RE} - i_{SE}$. Dabei ist $i_{SE} = i_{PE} \cdot \delta$ der Strom der vom Objekt emittierten SE.

Die Totalausbeute σ, den Elektronenreflexionskoeffizienten η und die SE-Ausbeute δ erhält man aus diesen drei Messungen durch

$$\sigma = \frac{i_{SE}+i_{RE}}{i_{PE}} = \frac{i_1 - i_3}{i_1}; \quad \eta = \frac{i_{RE}}{i_{PE}} = \frac{i_1 - i_2}{i_1}; \quad \delta = \frac{i_{SE}}{i_{PE}} = \frac{i_2 - i_3}{i_1}$$

Das Röhrenvoltmeter erlaubte die Unterdrückung eines Meßstromes um Änderungen mit höherer Empfindlichkeit, bis zu 100-facher Verstärkung, zu registrieren. Dies ist vor allem bei den Anisotropiekurven wichtig, bei denen die Stromänderungen nur wenige % des Gesamtstroms ausmachen. Bei konstantem PE-Strom kann man mit dem Schreiber direkt die σ - und η - Kurven registrieren, da ja $i_3 = i_{PE}(1 - \sigma)$ bzw. $i_2 = i_{PE}(1 - \eta)$ ist.

b) Elektronenrastermikroskop

Als REM stand das Geoscan der Fa. Cambridge Instruments zur Verfügung. Das ist ein REM mit zwei Magnetlinsen. Es erlaubt mit Beschleunigungsspannungen bis zu 50 kV zu arbeiten. Zur Steuerung des Bildsignals werden nur die RE verwendet. Der Detektor sitzt seitlich über dem Objekt und hat einen Durchmesser von etwa 18 mm. Er erfaßt die RE, die unter einem Winkel von 45° in einen Raumwinkel von 0,2 sterad emittiert werden. Der Detektor besteht aus einem Plastikszintillator ohne Beschleunigungsfeld. Es können also nur die am Objekt ausgelösten energiereichen RE die auf dem Szintillator befindliche Aluminiumaufdampfschicht durchdringen und Lichtblitze auslösen. Berücksichtigt man die Energieverteilung der RE, so bedeutet das aber, daß der Anteil der am Objekt ausgelösten RE, die im Szintillator zur Signalsteuerung beitragen mit abnehmender Energie der PE immer kleiner wird. D.h. der Wirkungsgrad des Szintillators nimmt mit abnehmen-

der Energie der PE ab und damit wird das Signal - Rauschverhältnis auch schlechter. Das führt bei dem Geoscan zu einem verrauschten Bild, wenn man mit Energien unter 10 keV arbeitet.

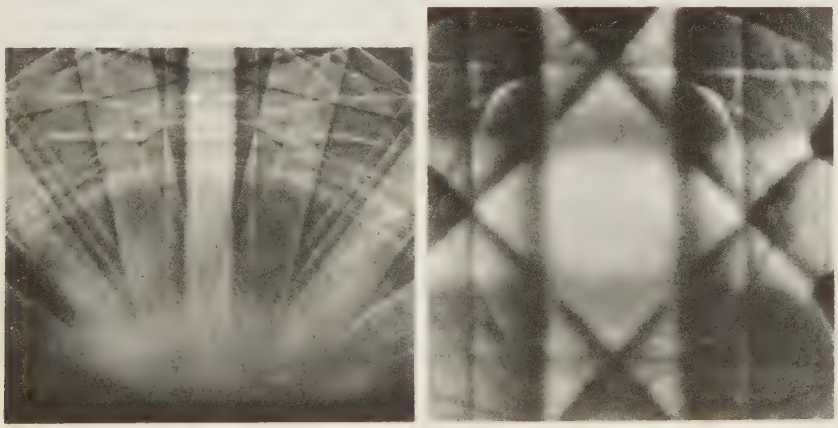
Für die Aufnahmen der ECP wurde die Standardrasterung genommen, d.h. es wurde die bei der normalen Bilderzeugung angewandte Rasterweise belassen. Dabei wird bekanntlich der Elektronenstrahl im Ablenkelement verschieden stark abgeknickt und so über den abzubildenden Objektbereich geführt. Die von jedem Bildpunkt ausgehenden Elektronen oder der Probenstrom dienen zur Steuerung der Helligkeit des Bildsignals. Bei dieser Rasterung des Elektronenstrahls über das Objekt ändert sich die Einfallsrichtung des Strahls gegen die Objektnormale ständig. Bei einem Einkristall bedeutet das, daß der Elektronenstrahl bei der Rasterung ständig entlang anderer Kristallrichtungen eingeschossen wird. Da man bei sehr kleinen Vergrößerungen arbeiten muß, um mit dem PE-Strahl einen genügend großen Einfallswinkel zu überstreichen, erfordert dieses Verfahren Einkristalle mit einer Kantenlänge von mindestens 2 mm.

c) Untersuchung und Präparation der Oberflächen der verwendeten Einkristalle

Die Untersuchungen wurden an geläppten Si-Einkristallen der Fa. Wacker - Chemitronic durchgeführt. Die (111)-Kristalle waren P dotiert, die spezifische Leitfähigkeit betrug ca. 5 Ωcm. Die (110)-Kristalle waren B dotiert, und ϱ betrug ca. 2 Ωcm. Die (100)-Kristalle waren mit P dotiert, ϱ betrug ca. 0,3 Ωcm. Die epitaktisch gewachsenen (111)-Kristalle waren Sb dotiert im Substrat mit einer spezifischen Leitfähigkeit von 0,015 Ωcm, in der Schicht P dotiert mit ϱ = 2,6 - 3,0 Ωcm. Die Dicke der Schicht betrug etwa 13 µm.

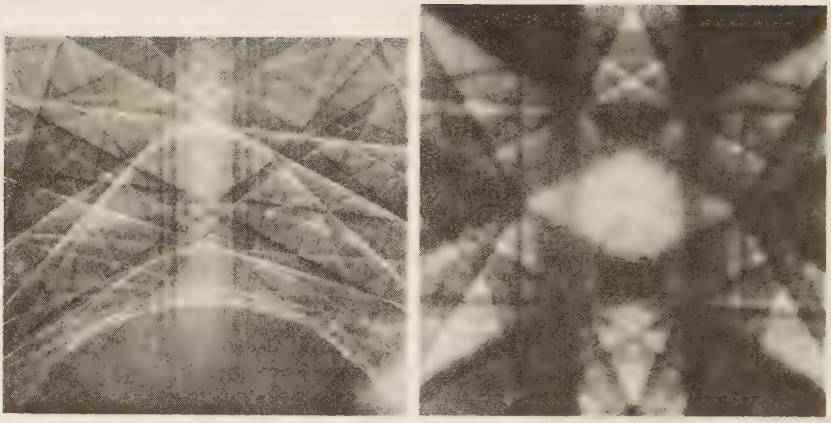
Da der Kontrast der ECP stark von amorphen Deckschichten oder Schichten mit zerstörtem Kristallgitter abhängt wurde versucht, die Oberfläche durch chemische Politur zu reinigen. Dazu wurde eine CP 4 - ähnliche Beize verwendet. Die bearbeiteten Kristalle zeigen aber keinen wesentlich besseren Kontrast der ECP.

Die Kikuchi-Diagramme, die bei der streifenden Elektronenbeugung entstehen, sind sehr empfindlich auf amorphe Fremdschichten [14] auf den Einkristallen. Schon Schichten dicker als wenige 10 Å verhindern die Ausbildung von Kikuchi-Diagrammen. Zur Prüfung der Oberflächen konnte in der Apparatur das Objekt um 90° gekippt werden, so daß die Qualität der Einkristalloberfläche vor der Messung durch streifende Elektronenbeugung überprüft werden konnte. Abbildungen 3a - c zeigen die Diagramme der streifenden Elektronenbeugung von den 100-, 111- und 110-Polen an Si-Einkristallen bei einer Energie der PE von 50 keV.

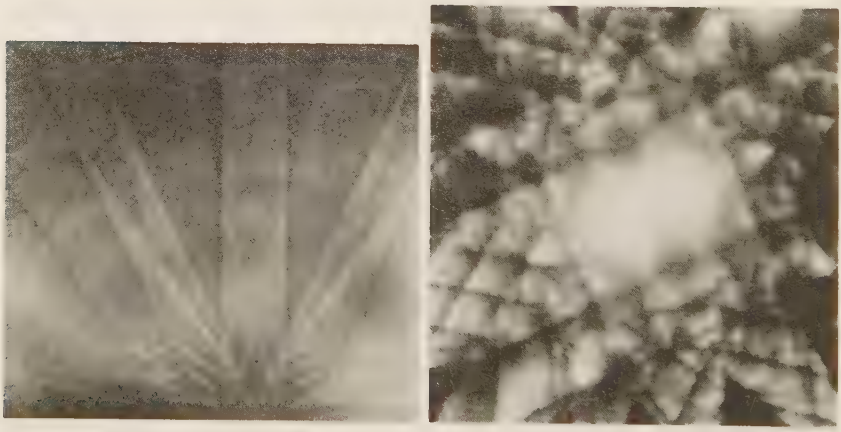


a) 100 - Pol

Abb. 3: Kikuchi-Diagramm der streifenden Elektronenbeugung bei einer Energie der PE von 50 keV (links) und ECP, aufgenommen im REM mit RE bei einer Energie der PE von 40 keV (rechts)



b) 111 - Pol



c) 110 - Pol

Abb. 3: Kikuchi-Diagramme der streifenden Elektronenbeugung bei einer Energie der PE von 50 keV (links) und ECP (rechts), aufgenommen im REM mit RE bei einer Energie der PE von 25 keV (b) bzw. 35 keV (c)
Die Aufnahmen der streifenden Elektronenbeugung wurden an einer speziellen Elektronenbeugungsapparatur aufgenommen.

Im Vergleich dazu sind in den Abbildungen 3a - c auf der rechten Seite die ECP der gleichen Pole dargestellt, die mit dem REM aufgenommen wurden. Die Energie betrug 40, 25 bzw. 35 keV. Die Entstehung der ECP im REM wird in Kapitel III ausgeführt.

Diese Kikuchi-Diagramme zeigen, daß die störende Deckschicht sicherlich weniger als 50 Å dick ist.

Um die chemische Zusammensetzung der Deckschichten zu bestimmen, wurden die Si (111)-Flächen im Augerelektronenspektrometer untersucht [15]. Die Augerelektronen stammen aus den obersten Atomlagen und eignen sich daher gut zur Analyse dünnster Oberflächenschichten. Das Auger-Spektrum einer geläppten und nicht weiter behandelten Si-Einkristalloberfläche zeigt Abbildung 4. Man kann darin die charakteristischen Peaks für Si, C und O erkennen. Die Größe der Peaks ist ein Maß für die Konzentration der Elemente in einer Schicht an der Oberfläche, die der Austrittstiefe der Augerelektronen entspricht. Die mittlere Austrittstiefe der 90 eV Si-Augerelektronen beträgt etwa 4 Å, die der 500 eV O-Augerelektronen 9 Å [16].

Beschießt man die Oberfläche des Einkristalls mit Ar-Ionen von 500 eV Energie, so erfolgt ein Absputtern des Materials. Nimmt man nach bestimmten Zeiten des Absputterns das Augerspektrum auf, so erhält man ein Tiefenprofil der Konzentration (Abbildung 5) der Elemente. Aus diesem Konzentrationsverlauf des Si läßt sich die Dicke der C-Schicht und die Dicke der Oxydschicht auf dem Einkristall abschätzen [17]. Die Dicke beider Schichten zusammen liegt noch deutlich unter 20 Å. Diese Beobachtung erklärt, warum die chemische Politur der Si-Scheiben keine deutliche Verbesserung des Kontrastes der ECP bewirkt. Da die Politur nicht in der Meßapparatur selbst erfolgte, ist die Bildung einer neuen Si-Oxydschicht ähnlicher Dicke unvermeidbar.

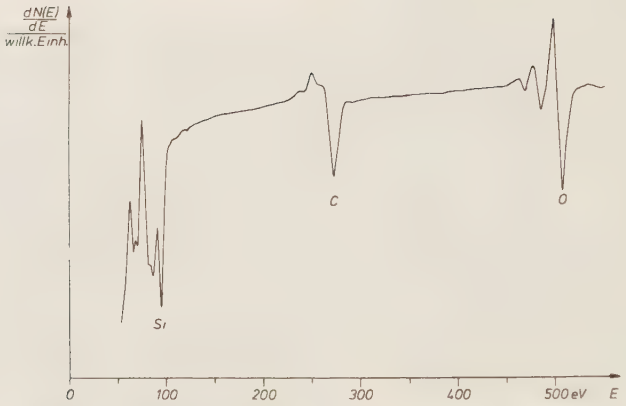


Abb. 4: Augerspektrum einer Si (111) - Fläche

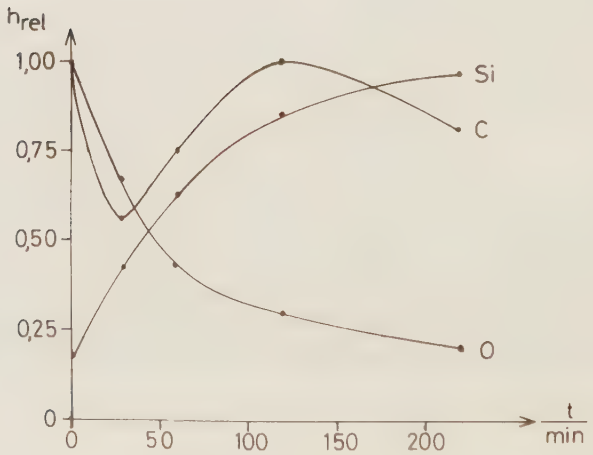


Abb. 5: Relative Höhe der Si-, O- und C-Augerelektronensignale in Abhängigkeit von der Ionenbeschußzeit. Bei C und O sind die Signalhöhen für $t = 0$, bei Si ist die Signalhöhe für $t \rightarrow \infty$ auf 1 normiert.

Es ist also verständlich, daß die störende Schicht auf den Si-Einkristallen auch mit empfindlichen Verfahren kaum nachzuweisen ist. Da der störende Einfluß der Deckschicht so gering ist, wurde auf eine Beseitigung in den folgenden Experimenten verzichtet.

III. Electron-Channeling-Pattern

a) Entstehung der ECP

Von einer Probenoberfläche, die mit PE beschossen wird, werden langsame SE und schnelle RE emittiert. Sowohl die SE-Ausbeute als auch der Elektronenreflexionskoeffizient hängen vom Einschußwinkel der PE gegen die Oberflächennormale ab. Beide steigen etwa proportional zu $1/\cos\gamma$ an, wenn γ der Winkel zwischen dem einfallenden PE-Strahl und der Objektnormalen ist. Bei einkristallinen Objekten ergibt sich jedoch kein monotoner Anstieg mit zunehmendem Einfallswinkel γ. Dem monotonen Anstieg überlagern sich Maxima und Minima, d.h. es zeigt sich eine Anisotropie.

Bei kleinen Vergrößerungen im REM ändert der PE-Strahl seine Richtung relativ zur Oberflächennormale und damit auch zu den Netzebenen um große Winkel und die dabei auftretende Anisotropie der SE-Ausbeute oder des Elektronenreflexionskoeffizienten ist die Ursache für die sogenannten ECP. Diese werden auch orientierungsabhängige Reflexe oder Kikuchi-like-Pattern[8] genannt, weil

1) sie ähnlich aussehen wie echte Kikuchi-Diagramme in Rückstreuung, also aus einem System von Bändern und Linien bestehen;

2) sich dieses Bänder- und Liniensystem bei einer Drehung des Kristalls mitdreht, d.h. fest mit der Kristallstruktur verbunden ist;

3) die Winkelbreite der hellen Bänder proportional zur Wellenlänge geht, da sie durch Braggreflexion an den entsprechenden Netzebenen bedingt ist.

Die Kikuchi-like-Pattern weisen jedoch einen anderen Entstehungsmechanismus auf als die Kikuchi-Diagramme. Zur Erzeugung der Kikuchi Diagramme schießt man die Elektronen unter konstantem Winkel auf den

Kristall. Durch Streuung im Kristall selbst werden dem Kristallgitter sämtliche Einschußrichtungen angeboten. Die elastisch gestreuten RE werden in bestimmten Richtungen emittiert und ihre Intensität auf einer Photoplatte registriert. Bei den ECP wird die Intensität der SE oder RE unabhängig von ihrer Emissionsrichtung bei einer Variation des Einfallswinkels der PE gemessen und als Funktion der Einschußrichtung der PE aufgetragen. Die Entstehung und der Kontrast der ECP wurde von Booker [9] qualitativ mit anomalen Absorptionseffekten bzw. Elektronen-Channeling-Effekten erklärt. Der Kontrast wurde quantitativ mit der dynamischen Theorie der Elektronenbeugung von Hirsch und Humphreys [18] erklärt. In der kinematischen Theorie der Elektronenbeugung stellt man geometrisch die Braggbedingung mittels des reziproken Gitters und der Ewald-

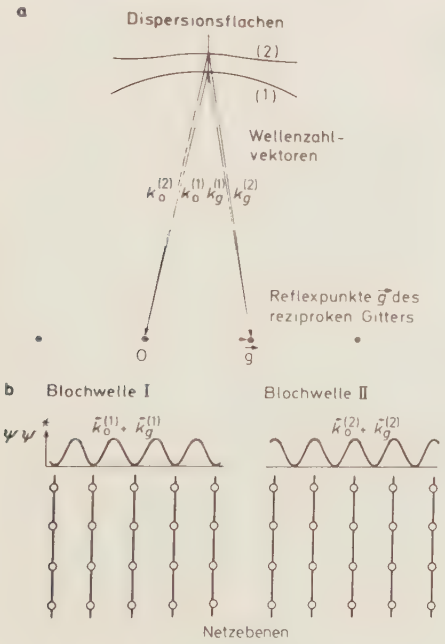


Abb. 6:

a) Dispersionsfläche und Wellenzahlvektoren im Zweistrahlfall
b) Blochwellen I und II im Zweistrahlfall (nach Reimer [10]).

kugel dar. Es liegt im Kristall eine gebeugte und eine ungebeugte Welle vor (Zweistrahlfall). Nach der dynamischen Theorie tritt eine vierfache Wellenaufspaltung auf, deren Ausbreitungsvektoren $k_g^{(i)}$ schematisch in Abbildung 6a[10] dargestellt sind. Ihre Ursprungspunkte liegen auf der sogenannten Dispersionsfläche. Sie lassen sich paarweise zusammenfassen. Auf Grund geringer Unterschiede in der Wellenlänge liefern $k_o^{(1)}$, $k_o^{(2)}$ und $k_g^{(1)}$, $k_g^{(2)}$ die ungebeugte und gebeugte Welle mit Schwebungen in der Amplitude (Pendellösung der dynamischen Theorie). Man kann jedoch auch $k_o^{(1)}$, $k_g^{(1)}$ und $k_o^{(2)}$, $k_g^{(2)}$ paarweise zusammenfassen. Die resultierenden Blochwellen zeigen eine Ausbreitungsrichtung parallel zu den Netzebenen. Sie besitzen eine Amplitudenmodulation quer zu den Netzebenen und Typ I weist gerade Knoten und Typ II Schwingungsbäuche der Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons am Ort der Netzebenen auf (Abbildung 6b). Da für die Rückstreuung im klassischen Teilchenbild erforderlich ist, daß das Elektron sehr dicht am Kern vorbeifliegt, werden die Blochwellen I mit geringerer Wahrscheinlichkeit zur Rückstreuung beitragen und damit die anomale Transmission erfahren als Welle II mit großer Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort. Den Effekt, der von Coates[8] an massiven Proben beobachtet wurde kann man auf der Basis dieses Modells verstehen, da im REM bei niederer Vergrößerung der Einfallswinkel des Elektronenstrahls beträchtlich über das Gesichtsfeld hinwegvariiert. Abbildung 7 zeigt die schematische Darstellung für niedrige Vergrößerung im REM. Zwischen den Netzebenen, an denen die Braggbedingung genau erfüllt ist, hat man ein Gebiet anomaler Absorption ($s < 0$, wenn s die Abweichung eines Wellenpunkts von der genauen Braggbedingung ist, die also $s = 0$ bedeutet), außerhalb anomale Transmission ($s > 0$). Anomale Absorption bedeutet starke Wechselwirkung mit dem Gitter und damit hohe Elektronenreflexion.

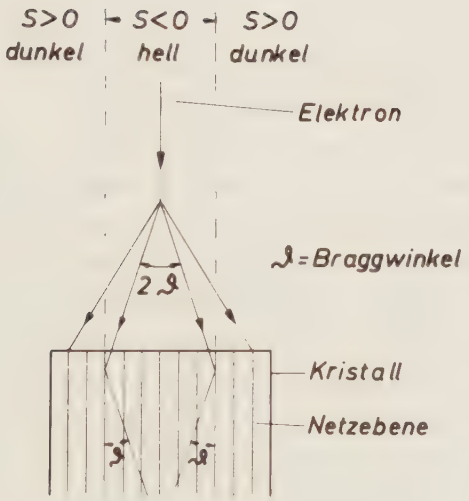


Abb. 7: Veranschaulichung des Gebietes $s < 0$ und $s > 0$ für 2 Netzebenen des Kristalls, an denen die Braggbedingung für den einfallenden Elektronenstrahl erfüllt ist.

b) Methode zur Aufnahme der ECP

Für ECP's mit scharfen Linien und gutem Kontrast, d.h. guter Winkelauflösung, darf die Strahlapertur am Objekt höchstens 10^{-3} rad oder kleiner sein. Das ist bei dem normalen Abbildungsstrahlengang nicht der Fall, da man hier ja eine gute Punktauflösung erhalten will. Dazu braucht man unter anderem einen kleinen Strahldurchmesser. Strahldurchmesser und Strahlapertur sind jedoch zwei gegenläufige Größen, wie sich aus der Formel für den Richtstrahlwert R erkennen läßt:

$$R = \frac{I_o}{\pi \cdot (d/2)^2 \cdot \pi \cdot \alpha^2} \approx 0,4 \frac{I_o}{d^2 \cdot \alpha^2} \quad ,$$

wobei d der Strahldurchmesser, α die Strahlapertur und I_o der PE-Strom ist. Jede Kathode hat einen bestimmten, von der Beschleunigungsspannung abhängigen Richtstrahlwert. Der PE-Strom I_o hat wegen des erforderlichen minimalen Signal-Rauschverhältnisses $\frac{N}{\sqrt{N}} \geq 10^3$ [19] (N = Zahl der Elektronen, die pro Bildpunkt zur Erzeugung des Bildsignals verwendet werden) und wegen der begrenzten Abtastzeit von z.B. 1 sec (Bildschirmbeobachtung) bis 100 sec (Photographie) einen bestimmten, noch von der Bildpunktzahl und der Totalausbeute des Objekts abhängigen Wert. Daraus ergibt sich für das Produkt $d^2 \cdot \alpha^2$ ein zwar von mehreren Größen abhängiger, aber doch fester Wert. Will man die geforderte Apertur von 10^{-3} rad erreichen, so wird der Strahldurchmesser um 1 bis 2 Zehnerpotenzen größer als bei der normalen Abbildung. Wegen des begrenzten Richtstrahlwerts der Kathode und wegen des durch das Signal - Rauschverhältnis festgelegten minimalen Elektronenstroms I_o im PE-Fleck kann man nicht gleichzeitig ein gutes laterales Auflösungsvermögen und ein gutes Winkelauflösungsvermögen erhalten. Um die geforderten Werte von α, d und I_o zu erreichen, kann man nicht mit den üblichen Betriebsbedingungen für die elektronenoptischen Linsen arbeiten, sondern man muß die Linsenströme so verändern, daß der

Abbildungsstrahlengang den Erfordernissen angepaßt wird. Schulson [20] hat z. B. die Linsenströme für mehrere Strahlengangvarianten im Stereoscan angegeben und auch andere Autoren haben Strahlengänge für eine Apertur von 10^{-4} rad realisiert.

c) Rotationsdiagramme

Mit dem REM kann man nicht nur Bilder von Objekten sondern auch Informationen über die Kristallstruktur erhalten. Die üblichen Methoden zur Erzeugung der ECP, Standardrasterung, rocking - beam - Methode und rocking - specimen - Methode (siehe Abbildung 8a - c) werden in dem Übersichtsartikel von Coates [21] beschrieben. Sie erlauben die Aufzeichnung eines Bildes während der Elektronenstrahl seinen Einfallswinkel in zwei zueinander senkrechten Richtungen bis zu etwa $\alpha = \pm 10^{o}$ ändert. Der der Anisotropie der Ausbeute mit zunehmendem Einschußwinkel überlagerte Anstieg des Untergrundes mit $1/\cos\alpha$ ist bei diesen klei-

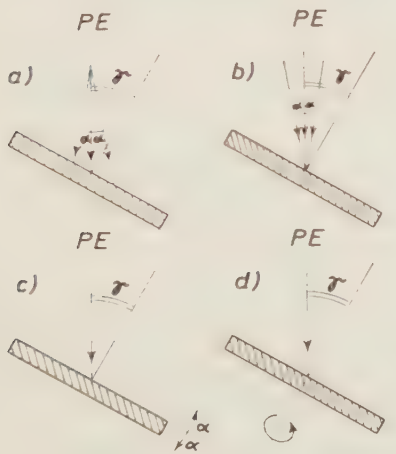


Abb. 8:

Methoden zur Erzeugung der ECP im REM

a) Standardrasterung
b) rocking - beam- Methode
c) rocking - specimen - Methode
d) Rotation um die Objektnormale bei festem Einschußwinkel γ

nen Winkeln noch nicht wesentlich oder kann nach dem Verfahren von Pitaval [22] elektronisch kompensiert werden.

Will man nicht nur die Höhe des Mittelmaximums ausmessen, sondern diese Höhe mit der anderer Maxima von anderen kristallographischen Richtungen vergleichen, die einen Winkelabstand von mehr als 10^{o} haben, so wird dies wegen des Untergrundes schwierig. Es wurde daher im REM versucht den Einfallswinkel γ des still stehenden Elektronenstrahls (spot) gegen die Objektnormale konstant zu halten. Das Objekt wurde (Abbildung 8d) um den Auftreffpunkt des Elektronenstrahls und um die Objektnormale als Achse gedreht und der Probenstrom aufgezeichnet. Dies entspricht dem Verfahren von Bas [7] im EEM.

Mit Hilfe eines Objektes mit rauher Oberfläche wird der Elektronenstrahl auf das Drehzentrum auf der Objektoberfläche eingestellt. Dann wird das Einkristallobjekt eingebracht und mittels Motor gedreht. Gleichzeitig wird der Probenstrom mit einem Röhrenvoltmeter, das eine Stromunterdrückung erlaubt gemessen und auf einen Schreiber gegeben. Der Strahlengang im Stereoscan wurde dabei nach den Rechnungen von Schulson und van Essen [20] gewählt (L_1 = 0, 40 A; L_2 = 0, 22 A; L_3 = 0, 15 A).

Abbildung 9 zeigt eine Meßkurve, die an einem Si-Einkristall mit der Orientierung (111) bei einer Energie der PE von 10 keV gemessen wurde. Der Einfallswinkel γ betrug $35, 3^{o}$. Dies entspricht dem Winkel zwischen [111] und [110]. Jeweils nach 120^{o} wiederholt sich die Kurve. Außerdem zeigt sich eine Spiegelsymmetrie um 60^{o}. Man hat so eine Möglichkeit die Peakhöhe genau zu messen. Damit wird es dann möglich, die Peakhöhe von kristallographischen Richtungen, die mehr als 10^{o} auseinanderliegen, zu vergleichen. Man kann außerdem Unterschiede beim Einschuß in kristallographisch gleichwertigen Richtungen ermitteln. Das Verfahren ist äußerst empfindlich. Unterschiedliche

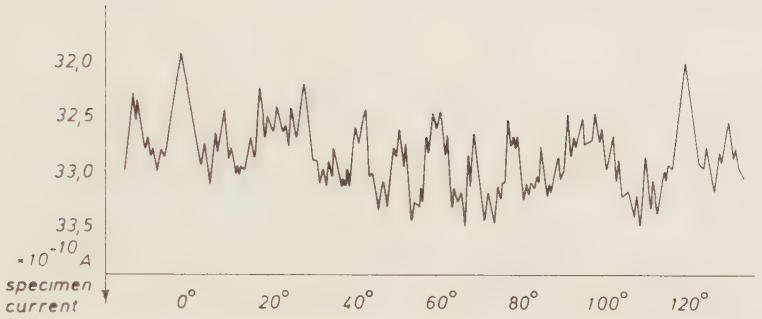


Abb. 9: Objektstrom von einem Si (111)-Kristall bei einer Rotation um 120°, Kippwinkel 35 ± 0,5°. Untere Blende 200 µm.

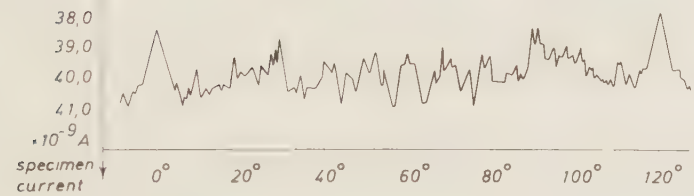


Abb. 10: Objektstrom von einem mit B-Ionen implantierten Si (111)-Kristall bei einer Rotation um 120°, Kippwinkel wie in Abb. 9. Untere Blende 600 µm.

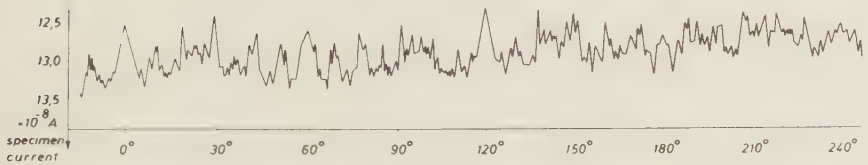


Abb. 11: Einfluß von kleinen Änderungen im Kippwinkel bei der Rotation an einem Si (111)-Kristall. Untere Blende 1200 µm.

Güte des Kristallzustandes oder Deckschichten (Kontamination) machen sich in unterschiedlicher Peakhöhe bemerkbar, wie dies auch von Wolf[23] beobachtet wurde.

Bei der Untersuchung von Si-Einkristallen, die mit B-Ionen unter senkrechtem Einfall implantiert (Dosis: $10^{15}/cm^2$) und anschließend bei 800^oC 10 Minuten unter N_2-Atmosphäre ausgeheilt wurden ergab sich eine geringere Peakhöhe als bei gleichen nichtimplantierten Kristallen (Abb. 10). Es ist jedoch nicht ohne weiteres zu sagen, ob dies auf die Implantation der B-Ionen oder auf die nicht vollständige Ausheilung des Kristallgitters zurückzuführen ist.

Winkeländerungen um weniger als $\Delta\gamma = 1^o$ beim Drehen infolge schlechter Lagerung des Drehtellers machen sich sofort bemerkbar. In Abbildung 11 ist der Peak bei 240^o viel kleiner als die äquivalenten Peaks bei 0^o und 120^o. Man hat so eine Möglichkeit die Genauigkeit des Präparatträgers bei der Drehung zu kontrollieren. Ebenso bemerkt man Fehlorientierungen der Einkristalloberfläche.

Für quantitative Messungen dieser Anisotropie von δ , η und σ wurde die in Kapitel IIa beschriebene Meßapparatur verwendet. Abbildung 12a - c zeigt die Anisotropiekurven für η an drei verschiedenen Si-Flächen bei $E_{PE} = 13,5$ keV[24]. Bei der (111)-Fläche ist der Einschußwinkel $35,3^o$, was dem Winkel zwischen [111] und [110] sowie [411] entspricht. Nach 120^o wiederholt sich die Kurve, um 60^o liegt eine Spiegelsymmetrie vor. Bei der (100)-Fläche ist der Einschußwinkel 45^o, was dem Winkel zwischen [100] und [110] entspricht. Nach 90^o wiederholt sich die Kurve, um 45^o liegt eine Spiegelsymmetrie vor. Der Peak bei 45^o stammt vom 111 - Pol, der wegen der großen Bandbreite bei der niederen Energie teilweise noch angeschnitten wird. Bei der (110)-Fläche ist der Einschußwinkel $18,4^o$, was dem Winkel zwischen [110] und [210] entspricht. Der Winkel zwischen [110] und [221]

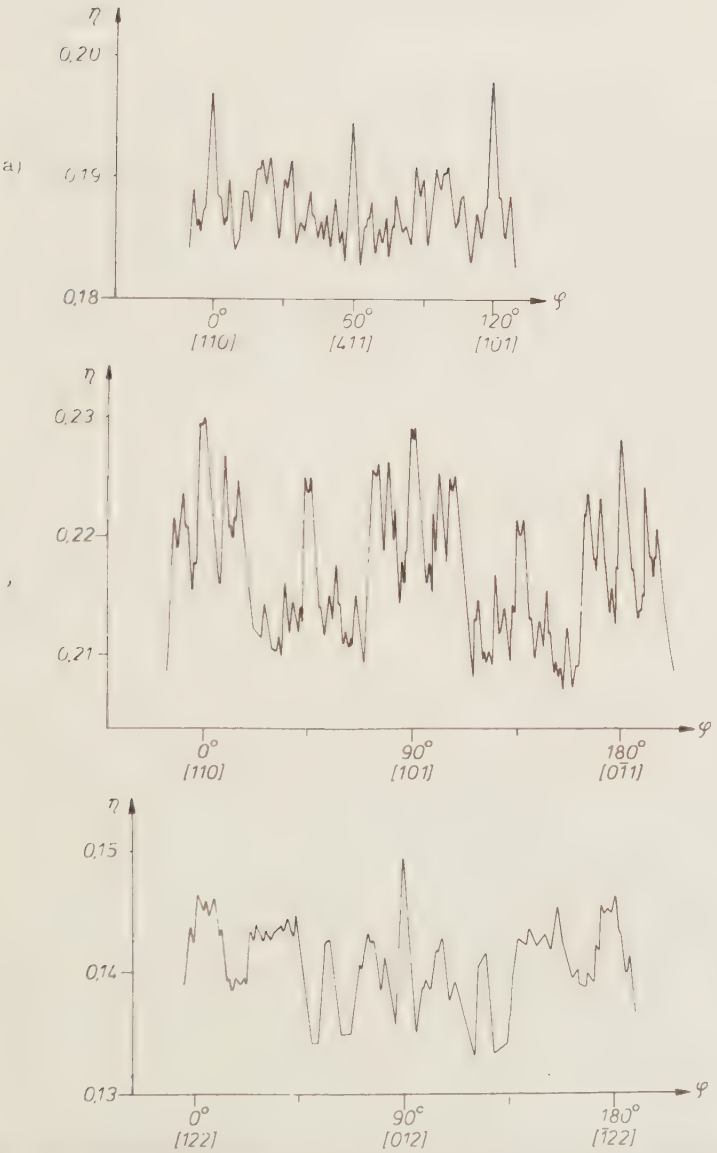


Abb. 12: Anisotropiekurven für η an Si-Kristallen bei E_{PE} = 13,5 keV
a) (111)-Fläche, Einschußwinkel 35,3°
b) (100)-Fläche, Einschußwinkel 45°
c) (110)-Fläche, Einschußwinkel 18,4°

beträgt $19,5^{\circ}$. Nach 180° wiederholt sich die Kurve, um 90° liegt eine Spiegelsymmetrie vor.

Da die Anisotropie auf kleinste Schwankungen des Objekthalters bei der Drehung und auf kleine Fehlorientierungen der Einkristalle so empfindlich reagiert und da bei nicht exaktem Treffen des Drehzentrums der Auftreffpunkt des PE-Strahles einen Kreis auf der Objektoberfläche beschreibt, so daß lokale Änderungen der Oberfläche sich bemerkbar machen, war eine exakte Auswertung der Anisotropie mit dem vorhandenen Objekthalter und den benutzten Kristallen nicht möglich.

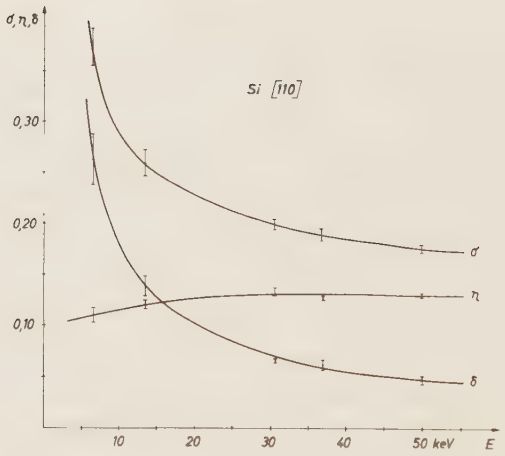
IV. Ausbeute an verschieden orientierten Si-Flächen bei senkrechtem Einfall

Die bisherigen Messungen über die SE-Ausbeute, bei denen unabhängig von der Emissionsrichtung alle emittierten SE oder RE gemessen werden, befassen sich meist mit der Anisotropie dieser Ausbeute. Dabei wird die Abhängigkeit der Ausbeute von der Einschußrichtung relativ zur Objektnormalen an einer bestimmten Kristallfläche untersucht. Betrachtet man z. B. die Anisotropiekurven für eine Variation des Einschußwinkels γ mit der Kippachse parallel zur Kristalloberfläche, so stellt man fest, daß die Größe des Mittelmaximums je nach der gewählten Kippachse sehr unterschiedlich ist. Das wird auch an Hand der ECP klar, denn jede Schnittlinie durch den Stern (Schnittpunkt der Bänder) besitzt einen anderen Helligkeitsunterschied von Stern zu Nachbargebiet. Es ist deshalb kein direkter Vergleich der Anisotropie $\Delta\delta$, $\Delta\eta$ oder $\Delta\sigma$ des Mittelmaximums bei senkrechtem Einschuß auf verschiedene Kristallflächen möglich.

Messungen über Ausbeuten verschiedener kristallographischer Flächen bei senkrechtem Einfall der PE in Abhängigkeit von der Energie der PE von 5 - 50 keV liegen u. E. nicht vor. Dabei wäre sowohl für die theoretischen Vorstellungen als auch für praktische Anwendungen der Elektronenemission wichtig, ob z. B. die Zahl der RE von der Belastung oder Besetzungsdichte der angeschossenen Kristallrichtung abhängt. Diese Besetzungsdichte ist umgekehrt proportional zu dem kürzesten Abstand identischer Teilchenschwerpunkte in der betreffenden Richtung [25]. Die relativen Belastungen der Richtungen [110], [111] und [100] verhalten sich wie $1,00 : 0,82 : 0,71$ [11].

Daher wurde versucht das Maximum der Ausbeute bei senkrechtem Beschuß einer Kristallfläche zu ermitteln. Das Maximum wurde mit Hilfe der beiden senkrecht zueinander stehenden Objektkippungen iterativ auf-

a)



b)

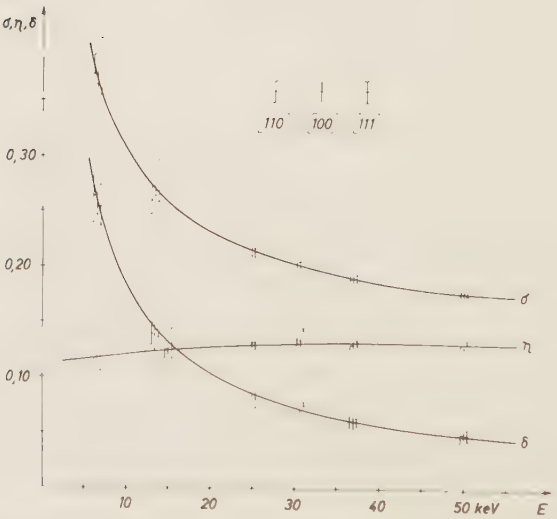


Abb. 13: Abhängigkeit von σ , η und δ von der Energie der PE bei senkrechtem Einfall der PE auf die jeweilige Kristallfläche

gesucht. Für eine fest eingestellte Strahlapertur von $2 \cdot 10^{-3}$ rad wurde die Abhängigkeit von σ , η und δ von der Beschleunigungsspannung für den Einschuß genau in [110] -Richtung bei einem Si-Einkristall der Orientierung (110) untersucht.

Abbildung 13a zeigt die Meßkurven für Energien der PE von 5 - 50 keV. Die Fehlerbalken geben den mittleren quadratischen Fehler der Meßwerte an. Man sieht, daß die Totalausbeute σ und die SE-Ausbeute δ sehr schnell mit zunehmender Beschleunigungsspannung abnehmen, um dann asymptotisch weiterzulaufen, während der Reflexionskoeffizient η nur sehr wenig mit zunehmender Spannung ansteigt. Dieser Verlauf der Ausbeutekoeffizienten entspricht in etwa dem Verhalten, wie man es von polykristallinen Materialien her kennt.

Bestimmt man die Maximalwerte der Elektronenausbeute bei senkrechtem Beschuß auch für Kristalle mit der Orientierung (111) bzw. (100) und trägt sie zusammen mit den Werten für den Kristall (110) auf (Abbildung 13b), so stellt man fest, daß die Werte für die drei verschiedenen Kristallorientierungen innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Man kann also keine klare Abhängigkeit von der Kristallfläche feststellen, wie sie z. B. für η von der Ordnungszahl Z der Elemente vorliegt.

Die Fehlergrenzen von im Mittel weniger als 10 % sind noch relativ groß. Dies wurde zuerst auf nicht ganz gleichartige Oberflächenbedingungen der Kristalle zurückgeführt, aber auch das chemische Polieren der Oberfläche brachte keine Verringerung der Schwankungen in den Meßwerten. Auch das relativ unsaubere Hochvakuum in der Apparatur konnte über die Polymerisatbildung auf dem Objekt die Meßwerte beeinflussen. Aber wie sich auf Grund weiterer Untersuchungen ergab, dürften diese Effekte nicht die Hauptursache der Meßwertschwankungen sein, sondern das Liniensystem (siehe Kap. V) der ECP in der Umgebung des Poles.

Man kann jedoch sagen, daß die Unterschiede für σ , η und δ beim genauen Einschuß in der Kristallrichtung bei verschieden orientierten Kristallen kleiner sind als die Größe der jeweiligen Anisotropie $\Delta\sigma$, $\Delta\eta$ und $\Delta\delta$ so einer dicht besetzten Kristallrichtung. Oder mit anderen Worten ausgedrückt: bei einer Variation der Einschußrichtung von der genauen Kristallrichtung um den Braggwinkel ändert sich die Ausbeute stärker als sie sich für die verschiedenen Kristallrichtungen unterscheidet.

V. Liniensystem der ECP in der Umgebung des 111 - Poles

a) Abhängigkeit des Liniensystems der ECP in der Umgebung des 111 - Poles von der Beschleunigungsspannung

Steigert man die Vergrößerung der ECP so weit (und wählt die Bildhelligkeit entsprechend), daß das Innere des "Kikuchi-Bänder-Sterns", was ja in diesem Fall der Umgebung des 111 - Poles entspricht, deutlich sichtbar wird, so erkennt man auch hier das Liniensystem. Dieses Liniensystem wurde zuerst von Wolf und Everhart [26] gefunden. Das Liniensystem im Stern ist, wie Abbildung 14 bei 25 keV und Abbildung 15 bei 40 keV zeigen, abhängig von der Energie der PE. Geringe Unterschiede in der Energie der PE um einige 100 eV verändern das Liniensystem vollständig [27]. Reimer erklärt die Entstehung des Liniensystems folgendermaßen: Das Liniensystem wird im Gegensatz zu den Hauptlinien der Bänder, die aus der 0. Laue-Zone des reziproken Gitters stammen, von Netzebenen verursacht, deren Gitterpunkte in der 1. Laue-Zone des reziproken Gitters liegen. Bei einer Änderung der Elektroneneinschußrichtung von der $[11\bar{1}]$ - Richtung bis zur Anregung des $2\bar{2}0$ - Reflexes, der die Bandkante darstellt, werden von der Ewaldkugel in der 1. Laue-Zone eine große Zahl von Gitterpunkten geschnitten. Da der Radius der Ewaldkugel von der Energie der PE abhängt, bewirkt eine Spannungsänderung eine Verschiebung des Liniensystems sehr hoher Ordnung. Bei einer Verringerung der Beschleunigungsspannung bleibt die Symmetrie der ECP-Bänder erhalten, während sich gleichzeitig die Lage dieser Linien hoher Ordnung gegeneinander ändert, da sie nicht parallel verlaufen. Die Hauptreflexe der 0. Zone haben eine 6-zählige Symmetrie, während alle Reflexe der 1. Zone eine 3-zählige Symmetrie besitzen, weil in der 1. Laue-Zone der Nullpunkt des reziproken Gitters nicht unter einem Gitterpunkt dieser Zone liegt.

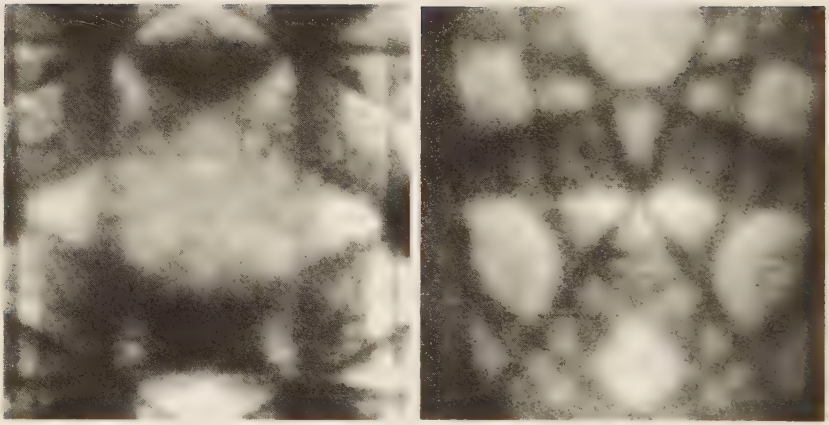


Abb. 14: ECP mit RE von einem Si - (111) - Kristall bei mittlerer und hoher Vergrößerung. Energie der PE 25 keV.

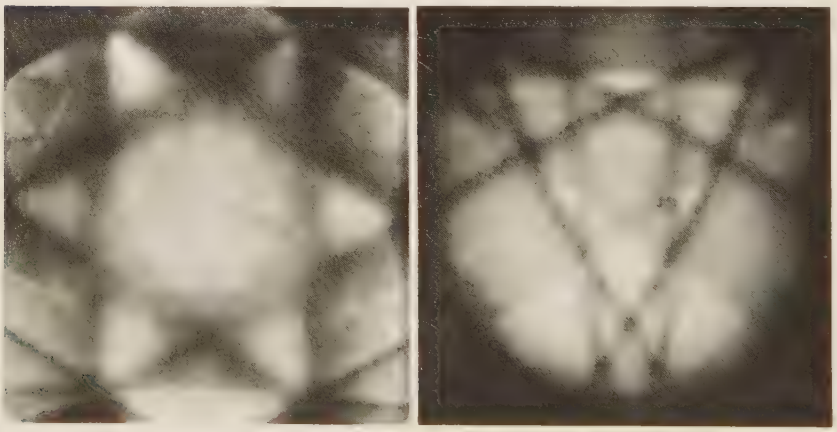


Abb. 15: ECP mit RE von einem Si - (111) - Kristall bei mittlerer und hoher Vergrößerung. Energie der PE 40 keV.

b) Erklärung für die Schwankungen der Ausbeute bei senkrechtem Einfall der PE auf eine Einkristallfläche

Wie in den Abbildungsbeispielen 14 und 15 zu sehen ist, befinden sich im Innern des Sterns helle Flächen und dunkle Linien. Ihre Lage und die Größe der hellen Flächen hängt sehr stark von der Beschleunigungsspannung ab. Da in Kap. IV mit der relativ kleinen Apertur von $2 \cdot 10^{-3}$ rad gearbeitet wurde, bestand noch eine gute Winkelauflösung für diese Linien. Bei der Suche nach dem Maximum der Ausbeute für den senkrechten Beschuß einer Kristallfläche, d.h. genau der Mitte des Sterns hat die Linienstruktur eine entscheidende Bedeutung. Es gibt also nicht die Elektronenausbeute für eine Kristallrichtung, da man keinen idealen Elektronenstrahl mit der Apertur 0 rad herstellen kann, sondern es kommt auf die Mittelung über einen Winkelbereich, nämlich gerade die Apertur des PE-Strahls an. Die obere Grenze der Strahlapertur ist die volle Winkelbreite des Bandes, 2Θ, wenn Θ der Braggwinkel ist. Für eine Mittelung über die Linienstruktur des Sterns wäre also eine PE-Strahlapertur in der Größenordnung von $\Theta/2 - \Theta$ sinnvoll und diesen Wert der Elektronenausbeute könnte man dann als Maximalwert der Ausbeute bei senkrechtem Beschuß der Kristallfläche ansehen. Die zu wählende Strahlapertur ist außerdem wegen $\Theta = \Theta(\lambda) = \Theta(E_{PE})$ von der Energie der PE abhängig.

VI. Eindringverhalten des Wellenfeldes der PE und Kontrast der ECP

a) Beitrag der PE und RE zur SE-Emission von Si-Einkristallen

Von einer Oberfläche, die mit PE beschossen wird, gehen sowohl SE als auch RE aus. Die SE stammen aus den obersten Atomlagen, die RE aus der Tiefe des Materials bis zur halben Reichweite der PE. Durch das Gebiet der Austrittstiefe der SE von je nach Material 10 - 100 Å [28] gehen daher sowohl die PE wie die RE und beide lösen SE aus. Da die mittlere Energie der RE wegen ihres breiten Energiespektrums kleiner ist als die Energie der PE und die SE-Ausbeute im Bereich 10 - 100 keV proportional $E^{-0,8}$ geht [29], löst ein RE im allgemeinen mehr SE aus als ein PE. Aus den Anisotropiekurven von σ und η kann man entnehmen, daß bei bestimmten Einstrahlrichtungen der PE sowohl besonders viele SE als auch besonders viele RE emittiert werden. Man könnte daraus folgern, daß hauptsächlich die RE für die Anisotropie der SE verantwortlich sind. Dies ist aber nicht richtig. An Hand von REM-Aufnahmen, die wir von teilweise mit Al bedampften Si-Einkristallen machten [30], kann man den Schluß ziehen, daß die Anisotropie der SE hauptsächlich durch die PE hervorgerufen werden muß. Dies wird auch durch die Überlegungen von Reimer [31] bestätigt. Daher wird im folgenden die Eindringtiefe des Wellenfeldes der PE betrachtet.

b) Eindringtiefe des Wellenfeldes der PE in Si [111] nach Reimer [10]

Das Blochwellenfeld weist eine mittlere Dämpfung seiner Amplitude proportional $\exp(-z/z_o)$ auf. Dabei ist z die Eindringrichtung und z_o die Eindringtiefe des Wellenfeldes bei verschiedenen Energien E_o der PE und Anregung des 111 - Reflexes eines Si-Einkristalls:

E_o	10	20	50	100 keV
z_o	100	200	470	915 Å

Die Tabelle zeigt, daß die Anisotropie in einer sehr dünnen Oberflächenschicht erzeugt wird.

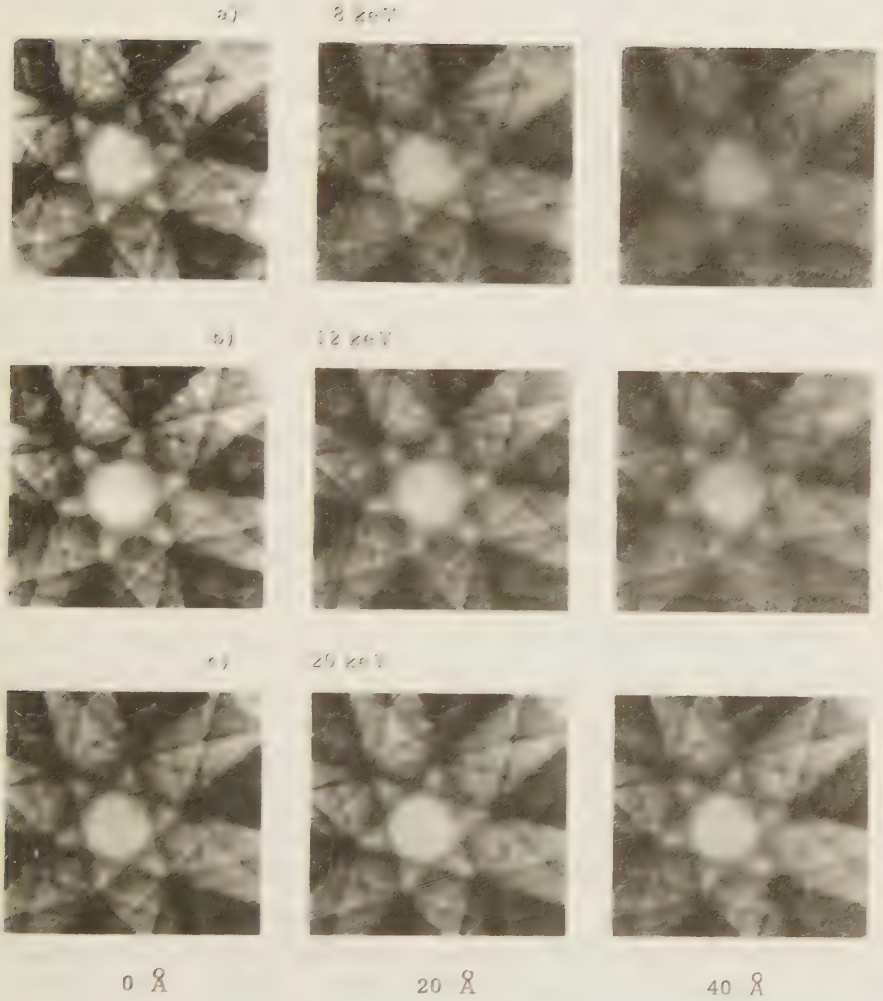


Abb. 16: ECP mit RE in Abhängigkeit von der Dicke einer auf die Kristalloberfläche aufgedampften polykristallinen Si-Schicht (von links nach rechts) und der Energie der PE

c) Messung der Schwächungslänge der PE in Si

Wie in Abschnitt b) ausgeführt beträgt die Eindringtiefe des Wellenfeldes je nach Energie der PE nur wenige 100 Å. Um nun diese Eindringtiefe nachzumessen und um das Eindringverhalten allgemein zu untersuchen, wären Einkristallfolien von einigen zig bis einige hundert Å notwendig. Diese sind aber in der erforderlichen Qualität nur sehr schwierig zu präparieren. Deshalb wurde der umgekehrte Weg gegangen und auf den Einkristall polykristalline Si-Schichten aufgebracht. Diese Methode stellt auf jeden Fall nur eine Näherung der Vorgänge im Einkristall dar, denn es liegt beim Durchdringen der Elektronen durch die polykristallinen Schichten keine Wechselwirkung des Wellenfeldes mit dem Kristall vor, sondern es erfolgt nur eine Schwächung bzw. Streuung der 0. Ordnung. Um diese Schwächung quantitativ zu erfassen, kann man den Kontrast der ECP zu Hilfe nehmen.

Um den Einfluß amorpher Deckschichten auf den Kontrast der ECP zu berücksichtigen, wurde folgender Ansatz versucht:

$$K = \Delta\eta(E) \cdot \exp(-D/z(E))$$

Dabei ist D die Dicke der Deckschicht und z(E) ein Maß für die Schwächung des PE-Strahles in der Schicht. Zur Prüfung des Ansatzes wurden polierte und nicht weiter behandelte Si-(111)-Flächen mit Si-Schichten unterschiedlicher Dicke bedampft. Das Si wurde dazu bei einem Vakuum besser als 10^{-5} torr aus Keramikschiffchen verdampft. Die Schichtdicke wurde mittels Schwingquarz gemessen. Diese Objekte wurden im REM untersucht. Abbildung 16a - c zeigt den Einfluß zunehmender Dicke der amorphen Deckschicht von links nach rechts und den Einfluß einer Steigerung der Energie von oben nach unten.

Der Kontrast der ECP wurde mit Hilfe von Photometerkurven bestimmt, die entlang der Mitte des $2\bar{2}0$-Bandes registriert wurden (Abbildung 17). Bei den Aufnahmen wurde sorgfältig darauf geachtet, daß die Schwärzung S

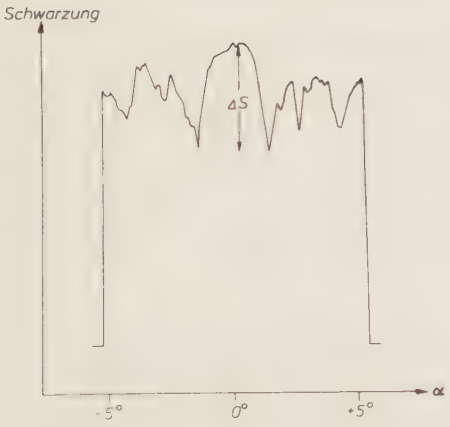


Abb. 17:
Photometerkurve entlang des $2\bar{2}0$-Bandes vom Si 111-Pol. Das ECP dazu ist bei 20 keV mit RE aufgenommen

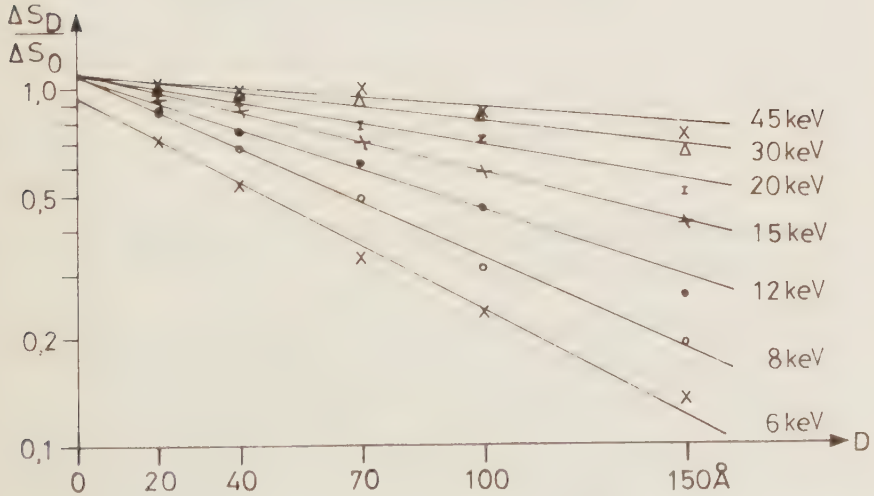


Abb. 18: Normierte Anisotropie der Schwärzung in Abhängigkeit von der Dicke der amorphen Deckschicht bei verschiedenen Energien der PE

im linearen Gebiet der Photoplatte liegt. Die Anisotropie $\Delta\eta$ ist daher der Anisotropie ΔS der Schwärzungskurve proportional.

Nach der Kontrastformel sollte bei konstanter Energie der PE der Kontrast exponentiell mit der Schichtdicke D abnehmen. Trägt man die normierte Anisotropie der Schwärzung $\frac{\Delta S_D}{\Delta S_0}$ in logarithmischer Darstellung auf, so ergeben sich in Übereinstimmung mit der Kontrastformel, siehe Abbildung 18, Geraden, aus deren Anstieg man die Werte für z bestimmen kann. Infolge der Meßgenauigkeit von etwa 5 % liegt ein Teil der Meßpunkte über 1.

Vergleicht man die so bestimmten Werte z(E) mit den von Reimer[10] für die Eindringtiefe des Wellenfeldes in Si - [111] berechneten Werten z_o, so ergibt sich Abbildung 19. Man sieht, daß die Schwächungslänge des PE-Strahles in amorphem Si für niedere Beschleunigungsspannungen etwa gleich der Eindringtiefe des Wellenfeldes im Si-Einkristall ist. Daß die beiden Kurven mit zunehmender Beschleunigungsspannung auseinanderlaufen liegt wie schon oben erwähnt daran, daß für die Berechnung von z_o die Schwächung des Wellenfeldes im Einkristall maßgebend ist, während bei z nur die Schwächung der 0. Ordnung eine Rolle spielt.

d) Abhängigkeit des Kontrastes der ECP von der Energie der PE und von amorphen Si-Deckschichten

Die Anisotropie der SE-Ausbeute bzw. des Reflexionskoeffizienten verursacht im REM die ECP. Da die Zahl der RE (oder SE) die Bildhelligkeit im REM steuert, ist die Anisotropie ein Maß für den Kontrast der ECP. Die Anisotropie $\Delta\sigma$, $\Delta\eta$ und $\Delta\delta$ nimmt, wie Abbildung 20 zeigt, mit abnehmender Energie der PE zu. Bei sauberen Oberflächen sollte daher auch der Kontrast der ECP mit fallender Energie der PE zunehmen. Der Kontrast der ECP wird aber bereits durch dünne amorphe Deckschichten[30] oder Schichten mit zerstörtem Kristallgitter[32] herab-

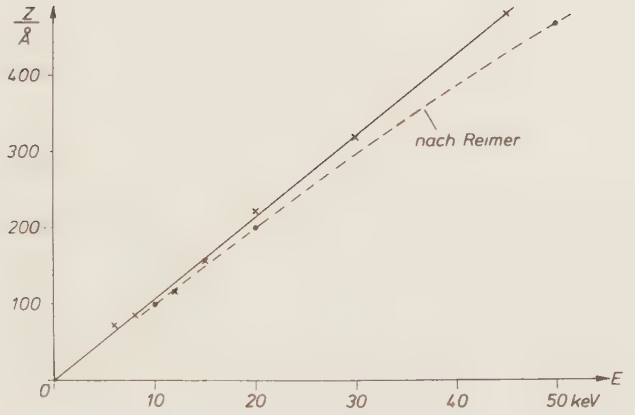


Abb. 19: Aus der Abnahme des Kontrastes der ECP bestimmte Schwächungslänge z(E) in amorphem Si verglichen mit der Eindringtiefe $z_o(E)$ des Wellenfeldes in Si [111] nach Reimer [10].

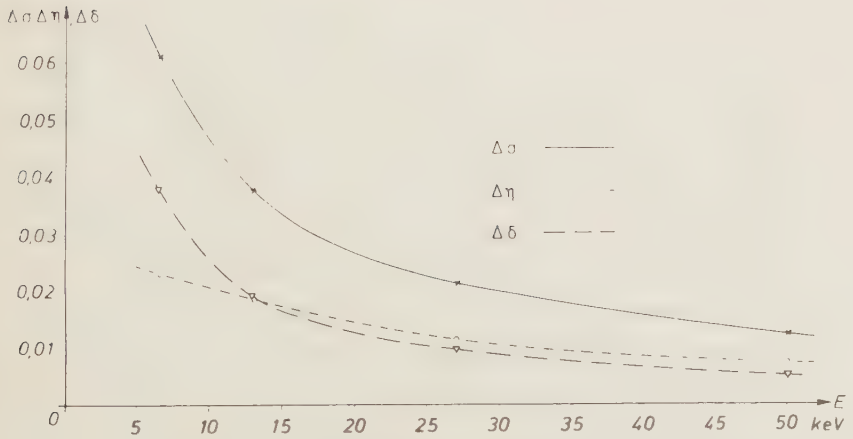


Abb. 20: Anisotropie $\Delta\sigma$, $\Delta\eta$ und $\Delta\delta$ in Abhängigkeit von der Energie der PE [11]

gesetzt. Dies ist nach den Rechnungen von Reimer [10] verständlich, da die Eindringtiefe des Wellenfeldes der PE so klein ist.

Mit den Werten für z(E) und den Werten für $\Delta\eta(E)$ kann man nach der Kontrastformel den in Abbildung 21 gezeigten Verlauf berechnen.

Will man diesen Verlauf prüfen, so muß man berücksichtigen, daß am REM je nach Energie der PE der Probenstrom und die Multipliersparnung verschieden gewählt werden und der Wirkungsgrad des Szintillators mit zunehmender Energie der RE ansteigt. Berücksichtigt man bei den gemessenen ΔS -Werten die unterschiedliche Einstellung des Multipliers und des Probenstromes, so ergeben sich für ΔS in Abhängigkeit von der Energie der PE die in Abbildung 22 gezeigten Meßpunkte. Die Meßwerte bei 30 und 45 keV liegen höher als es der nach den anderen Meßwerten extrapolierte Kurvenverlauf verlangen würde. Dies liegt vermutlich an dem mit höherer Energie der RE zunehmenden Wirkungsgrad des Szintillators. Die hieraus resultierende Korrektur würde die Meßpunkte nach unten verschieben.

Sucht man nach der optimalen Energie zur Erzeugung der ECP, so muß man die Kurven für ΔS in Abhängigkeit von E nach der Energie differenzieren. Die differenzierten Kurven der Anisotropie der Schwärzung zeigt Abbildung 23. Die optimale Energie entspricht hier den Nulldurchgängen der $\frac{\partial \Delta S}{\partial E}$ - Kurven. Nach diesen Kurven bzw. den Kurven für ΔS sollte man bei dünnen amorphen Deckschichten bis etwa 50 Å mit niedrigen Energien der PE arbeiten. Bei dem Detektor ohne Beschleunigungsfeld läßt sich dies jedoch wegen des sich verschlechternden Signal - Rauschverhältnisses nicht ausnutzen. Bei dickeren amorphen Schichten (über 50 Å) muß die Schwächungslänge der PE groß gegen die Schichtdicke gewählt werden, so daß man erst bei höheren Energien der PE einen guten Kontrast erhält.

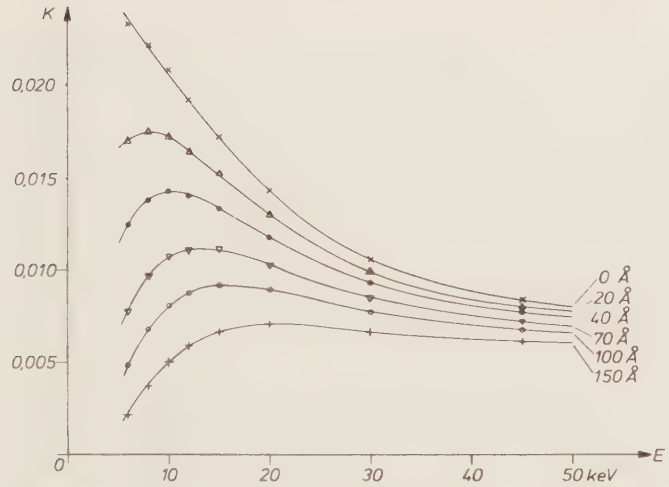


Abb. 21: Kontrast K mit den aus der Abb. 20 stammenden Werten für $\Delta\eta(E)$ und den aus Abb. 19 entnommenen Werten für z(E) .

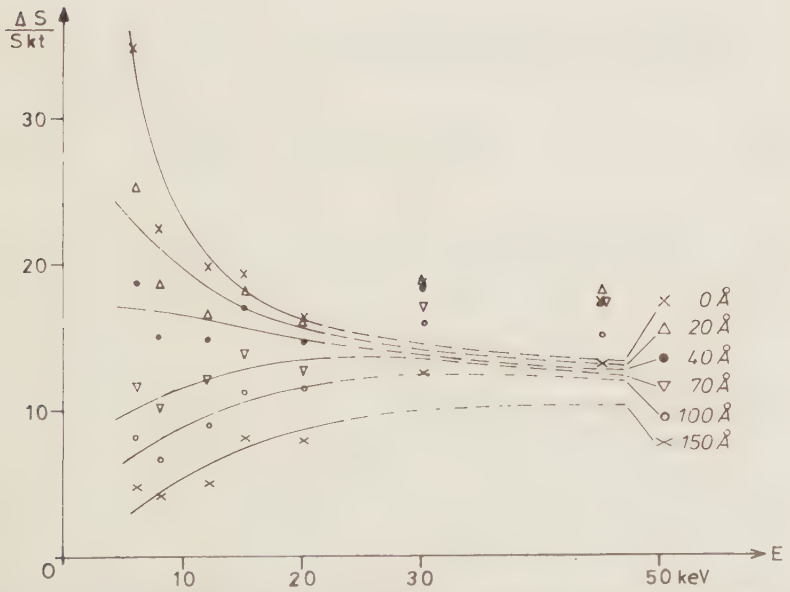


Abb. 22: Anisotropie ΔS der Schwärzung, bestimmt aus den Photometerkurven der ECP unter Berücksichtigung der verschiedenen Einstellungen des Multipliers und des Probenstromes, jedoch ohne Korrektur für die Änderung des Wirkungsgrades des Szintillators mit der Energieverteilung der RE.

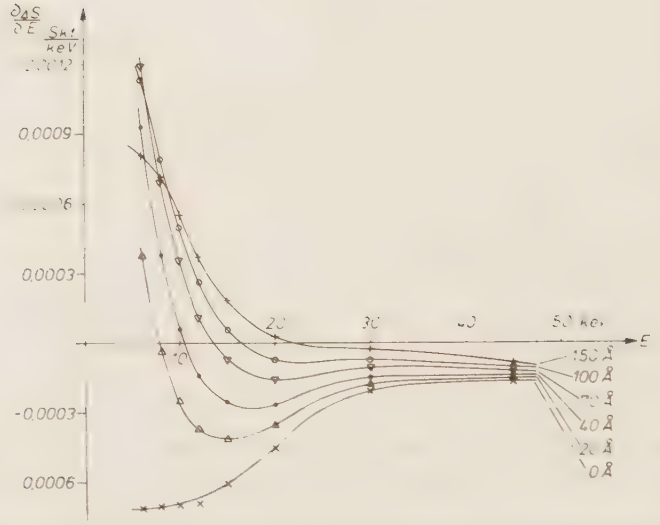


Abb. 23: Differenzierte Kurven der Anisotropie der Schwärzung in Abhängigkeit von der Energie der PE

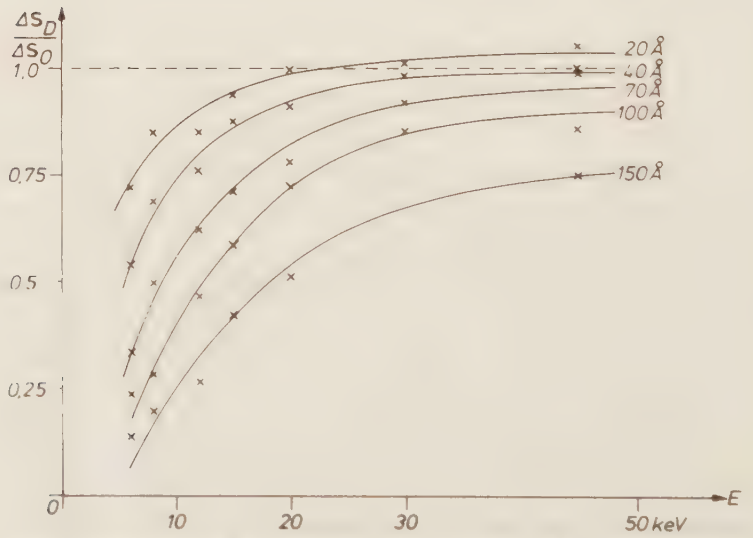


Abb. 24: Normierte Anisotropie der Schwärzung in Abhängigkeit von der Energie der PE bei verschiedenen Dicken der amorphen Si-Deckschichten

e) Praktische Anwendung des Kontrastes der ECP

Trägt man die Meßwerte für die relative Schwärzung der Photometerkurven aus Abbildung 18 in nichtlogarithmischem Maßstab und in Abhängigkeit von der Energie auf, so ergeben sich die in Abbildung 24 gezeigten Kurven. Bei dieser Auftragung ist die relative Anisotropie der Schwärzung der Si-Kristalle ohne polykristalline Deckschicht für alle Energien der PE zu 1 normiert. Ein Teil der Meßwerte liegt wegen der Meßungenauigkeit über 1 . Betrachtet man die Meßwerte für eine bestimmte Energie der PE, so sieht man die Verringerung des Kontrastes mit zunehmender Dicke der Deckschicht. Der Einfluß der Deckschicht ist um so größer, je kleiner die Energie der PE ist.

Über die Messung des Kontrastes der ECP hat man ein Verfahren, bei dem man mit Hilfe eines Referenzkristalls das Vorhandensein von Deckschichten, z. B. Oxydschichten, Polymerisatschichten oder durch Ionenbeschuß zerstörte Kristallschichten feststellen kann. Bei einer Eichung des Verfahrens auf bestimmte Deckschichten, wie hier auf amorphe Si-Deckschichten lassen sich quantitative Angaben über die Schichtdicke gewinnen.

Für Polymerisatschichten, die auf dem Einkristall sind, kann man aus den oben genannten Messungen zwar keine quantitativen Angaben machen, aber da der Einfluß der Si-Schichten auf Grund des höheren Atomgewichts größer sein dürfte, erhält man für den Einfluß der Polymerisatschichten eine obere Abschätzung. Bei 50 kV-Elektronen und einer Schichtdicke von 100 Å Polymerisat sollte die Kontrastverringerung unter 10 % liegen. Als praktische Anwendung des Verfahrens wurde untersucht, ob man den Kontrast der kommerziell hergestellten, geläppten Si-Einkristallscheiben, die als Referenzkristalle verwendet werden, noch verbessern kann. Auf diesen Einkristallen befindet sich mindestens noch eine Oxydschicht, die bei der Herstellung von Halbleiterbauelementen erst beseitigt werden muß. Es ist deshalb von Bedeutung ein Verfahren zu haben,

mit dem sich die Reduzierung der Oxydschicht feststellen läßt. Die Beseitigung der Oxydschicht kann z. B. durch chemisches Polieren geschehen. Dazu wurde eine CP 4- ähnliche Beize verwendet und verschieden lange Ätzvorgänge (5, 10, 20 und 60 sec) durchgeführt. Bei den kurzen Ätzzeiten von5 bis 20 sec ergab sich eine geringe Kontrastverbesserung von etwa 10 %, bei einer Ätzdauer von 60 sec eine erhebliche Kontrastverschlechterung von etwa 20 % bei einer Energie von 20 keV. Zusätzlich wurden 3 von der Fa. AEG- Telefunken mit verschiedenen Beizen geätzte Kristalle untersucht. Sie ergaben eine Kontrastverbesserung von etwa 10 und 15 % und die beste Probe lieferte eine Kontrastverbesserung bis etwa 20 % bei einer Energie von 20 keV.

VII. ECP bei ganz niederen Energien der PE im UHV

Da nach früheren Messungen $\Delta\eta$ mit abnehmender Energie der PE ansteigt, wurde versucht ECP mit Energien unter 5 keV aufzunehmen. Da jedoch bei diesen niederen Energien die Kontaminationsrate [33] stark ansteigt und Fremdschichten die langsamen PE stärker stören, wurden diese Versuche im UHV durchgeführt.

Als UHV-Apparatur wurde das Augerspektrometer der Fa. Varian benützt. Als PE-Quelle diente die niederenergetische "streifende" Elektronenquelle, die eine Spannung bis 3 kV zuläßt. Sie ist für die bei der Augerspektroskopie mit koaxialem Zylinderspektrometer erforderlichen Strahljustierung mit zwei Paaren von Ablenkplatten ausgerüstet. Damit wird der PE-Strahl zeilenförmig über die Objektoberfläche geführt. Synchron dazu läuft ein Schreibstrahl in der Monitorröhre, dessen Helligkeit durch den Probenstrom gesteuert wird. Die Anisotropie der Totalausbeute σ verursacht die Änderung des Probenstroms beim Abrastern der Objektoberfläche:

$$i_{Probe} = i_{PE} - i_{SE} - i_{RE}$$

Eine Beobachtung der ECP mit Energien der PE unter 3 keV ist wegen der großen Breite der Bänder schwierig. Die Winkelbreite des ECP-Bandes bei 2 keV beträgt etwa 9^{o}. Um diesen Winkelbereich beim Abrastern überstreichen zu können, müßte eine genügend große, völlig ebene Kristallfläche für die Untersuchung zur Verfügung stehen, die bei den üblichen Entfernungen der Quelle vom Objekt einige cm^2 beträgt. Es wurden epitaktisch gewachsene Si (111)-Scheiben, die nicht weiter behandelt wurden mit einem Durchmesser von 3,2 cm verwendet.

Die Vergrößerung des Rasterbildes läßt sich nur so weit verringern, daß man nicht das gewohnte Bänder- und Liniensystem bekommt, sondern wie in den Abbildungen 14 und 15 einen relativ kleinen Ausschnitt um den

111-Pol herum, also nur das Innere des Kikuchi-Bänder-Sterns. Zum Erkennen der ECP muß man den Strahl möglichst parallel machen, d.h. defokussieren. Beispiele für die ECP in der Umgebung des 111-Poles im Energiebereich von 3000 bis 1800 eV zeigt Abbildung 25 a - c.

Es fällt die starke Abhängigkeit der ECP in der Umgebung des 111-Poles von der Beschleunigungsspannung auf, wie es Reimer[27] für höhere Energien der PE gefunden hat. Es genügen hier zum Teil 100 eV Energieänderung um das Aussehen der ECP vollständig zu verändern. Man erkennt die für die Umgebung des 111-Poles typische 3-zählige Symmetrie. Zum Teil ist eine 6-zählige Symmetrie angedeutet, in Abbildung 25c bei 2093 eV ist sie jedoch ganz deutlich ausgeprägt. Das bedeutet aber noch keinen Widerspruch zu Reimer[27], der nur eine 3-zählige Symmetrie der ECP in der Nähe des 111-Poles bei Energien über 10 keV gefunden hat. Bei den niederen Energien wird die Wellenlänge der Elektronen so groß, daß im verwendeten Winkelbereich die Schnittpunkte der Ewaldkugel mit der nächsten erlaubten Laue-Zone, nämlich der 3. Zone möglich sind. Es können also weitere Linien auftauchen, die von Gitterpunkten der 3. Laue-Zone stammen, die eine 6-zählige Symmetrie besitzen.

Die mit der "zentralen" PE-Quelle erhaltenen ECP sind relativ undeutlich, wahrscheinlich, weil die Apertur durch Defokussierung nicht genügend klein gemacht werden kann. Es läßt sich jedoch bis etwa 500 V herab eine dreizählige Figur erkennen, die sich deutlich mit der Energie der PE ändert.

Die Abhängigkeit des Kontrastes der ECP von amorphen Schichten oder Schichten mit zerstörtem Gitterbau wird gemäß der Kontrastformel von Kapitel VI bei kleinerer Energie der PE größer, da sich die Schwächungslänge $z(E_{PE})$ verringert. Exptrapoliert man die gemessenen Werte von z auf $E_{PE} = 1$ keV, so ergibt sich $z = 10$ Å, d.h. durch eine dünne amorphe Schicht mit 10 Å Dicke auf dem Einkristall sinkt der Kontrast der ECP bereits auf 1/e ab. Daher ist der Kontrast der in Abbildung 25 gezeigten ECP nach 30 Minuten Ar^+-Ionenbeschuß mit einer Energie von 500 eV und einer Stromdichte $j \approx 1\,\mu A/cm^2$ bereits beträchtlich schlechter.

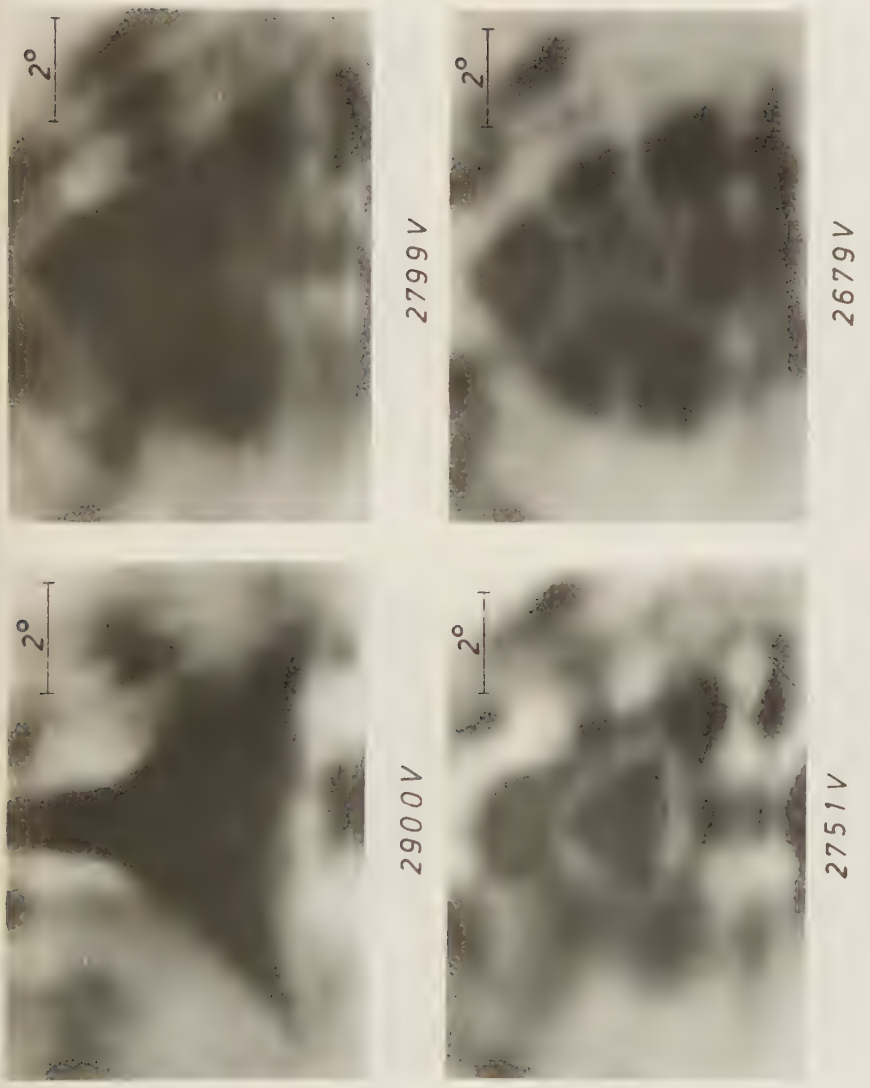


Abb. 25 a: ECP mit dem Probenstrom in der Umgebung des Si 111-Poles bei Energien der PE zwischen 2900 und 2679 eV.

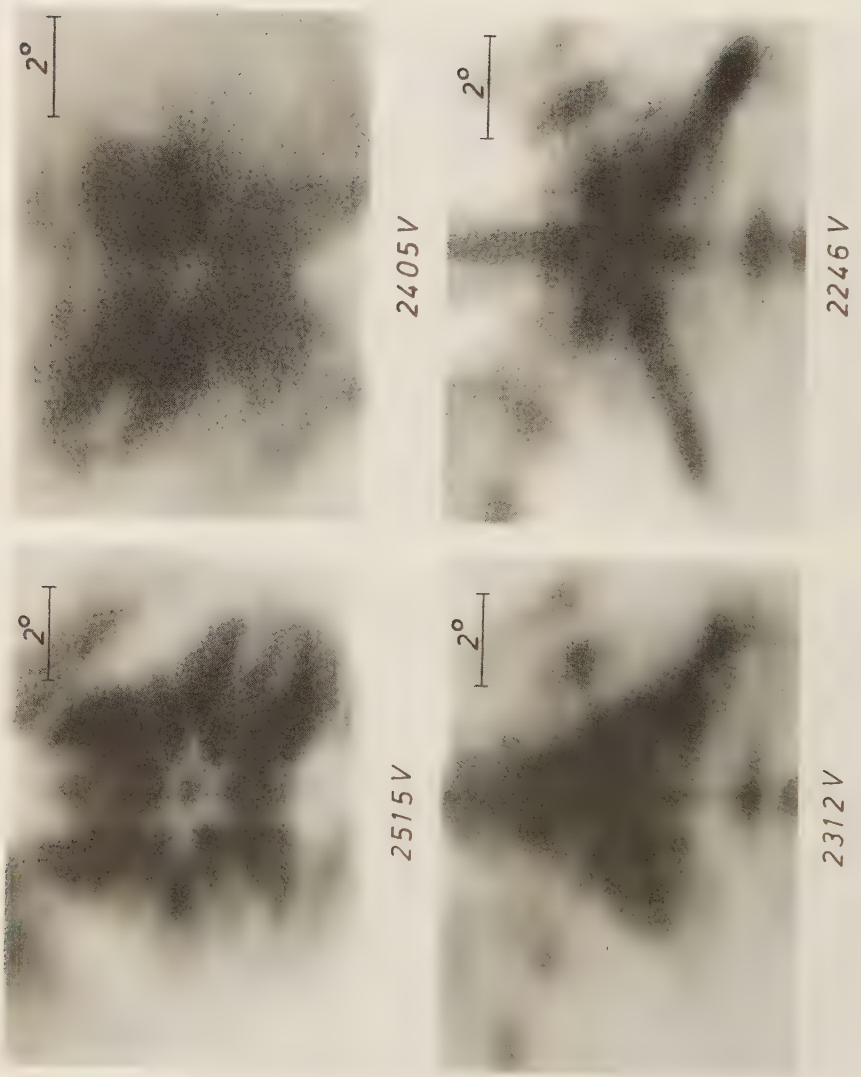


Abb. 25 b: ECP mit dem Probenstrom in der Umgebung des Si 111-Poles bei Energien der PE zwischen 2515 und 2246 eV.

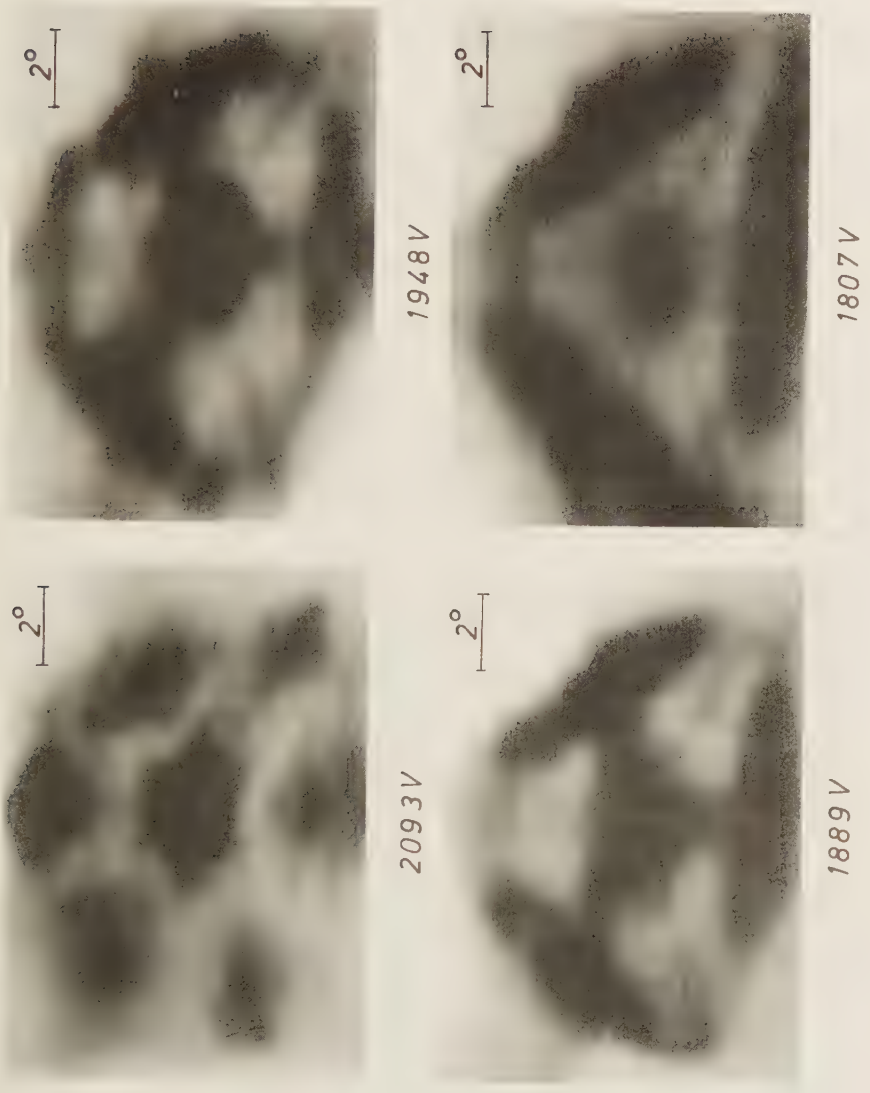


Abb. 25 c: ECP mit dem Probenstrom in der Umgebung des Si 111-Poles bei Energien der PE zwischen 2093 und 1807 eV.

VIII. Zusammenfassung

Um die Anisotropie der Sekundärelektronenausbeute δ , des Elektronenreflexionskoeffizienten η und der Gesamtelektronenausbeute $\sigma = \delta + \eta$ von verschiedenen Kristallflächen und bei verschiedenen Einschußrichtungen zu messen, wurde eine Apparatur aufgebaut, die eine Messung dieser Ausbeutekoeffizienten bei Primärelektronenenergien von 5 - 50 keV erlaubt. Dabei kann die Kristallfläche mittels streifender Elektronenbeugung (Kikuchi-Diagramme) kontrolliert werden.

Die Dicke der auf einem Si-Einkristall befindlichen Oxyd- und Kohlenstoffschicht konnte durch Absputtern mit einem Ar^+-Ionenstrahl und gleichzeitiger Bestimmung der Intensität der Augerelektronen von Si bestimmt werden. Sie liegt deutlich unter 20 Å.

Da der Anstieg des Untergrundes der Anisotropiekurven mit $1/\cos\gamma$ bei zunehmendem Einschußwinkel γ der Primärelektronen (PE) einen Vergleich der Größe der Anisotropie für den Einschuß der PE in verschiedenen Kristallrichtungen schwierig macht, wurden Anisotropiekurven in der Art aufgenommen, daß der Einschußwinkel der PE gegen die Objektnormale und damit auch der Untergrund in der Ausbeute konstant bleibt, während der Azimutwinkel durch Drehen des Einkristalls um die Objektnormale verändert wird. Damit ist die Möglichkeit gegeben, gleiche kristallographische Richtungen je nach Zähligkeit der Drehachse mehrfach anzuschießen. Damit kann man prinzipiell lokale Oberflächenunterschiede feststellen. Die Methode ist jedoch so empfindlich auf kleine Schwankungen der Drehachse, daß diese Methode für eine quantitative Auswertung nicht geeignet war.

Daher wurde versucht δ , η und σ an Si (100)-, (111)- und (110)-Flächen bei senkrechtem Einfall der PE in Abhängigkeit von der Energie zu bestimmen. Die Schwankungen der Meßwerte bei verschiedenen Messun-

gen erlauben jedoch nur eine Meßgenauigkeit von $\pm$ 10 %. Im Rahmen dieser Meßgenauigkeit unterscheiden sich die Ausbeuten an den verschiedenen Einkristallflächen nicht. Die Ursache für die großen Schwankungen der Meßergebnisse konnte mit Hilfe der Beobachtung der Electron-Channeling-Pattern (ECP) geklärt werden: Bei der Apertur des PE-Strahles von $2 \cdot 10^{-3}$ rad wird das Liniensystem im Innern des Hauptmaximums der Anisotropiekurve aufgelöst. Dieses Liniensystem in der Umgebung des 111-Poles verändert seine Lage bereits bei Änderungen der Energie der PE von 100 eV erheblich. Das erschwert die vergleichenden Untersuchungen der Hauptmaxima verschiedener Flächen. Erst bei einer Mittelung über die Linienstruktur, d.h. einer genügend großen Apertur des PE-Strahles kann man eine Aussage über die Ausbeute der betreffenden Einkristallfläche machen.

Die Dicke der einkristallinen Schicht an der Oberfläche, die die Anisotropie und die ECP verursacht, konnte in Abhängigkeit von der Energie der PE bestimmt werden. Dazu wurden auf Si-(111)-Flächen amorphe Si-Schichten aufgedampft und die Abnahme des Kontrastes der ECP, die mit reflektierten Elektronen (RE) aufgenommen wurden, aus Photometerkurven bestimmt. Der Kontrast nimmt bei konstanter Energie der PE exponentiell mit wachsender Dicke D der amorphen Schicht ab. Daraus kann eine Schwächungslänge der PE bestimmt werden, nach der der Kontrast auf 1/e abgefallen ist. Diese Schwächungslänge nimmt von 480 Å bei E_{PE} = 45 keV auf 64 Å bei E_{PE} = 6 keV ab. Die ECP sind also eine Methode um die Kristallstruktur oberflächennaher Schichten zu bestimmen. (Die Messgenauigkeit betrug $\pm$ 5%).

Die kleinen Schwächungslängen der PE erklären auch die in der Einleitung genannte Diskrepanz: Im Energiebereich von 5 - 50 keV steigt die Anisotropie mit abnehmender Energie der PE an. Daher sollte man annehmen, daß die ECP im REM mit sinkender Energie der PE kontrastreicher werden. Man stellt dagegen fest, daß der Kontrast der ECP an

Si im REM ziemlich unabhängig von der Energie der PE zwischen 10 und 50 keV ist.

Eine zusätzliche dünne amorphe Schicht von z.B. 40 Å Si auf der Si-Einkristallfläche bewirkt bei E_{PE} = 10 keV eine Abnahme des Kontrastes um 30 %, bei E_{PE} = 45 keV nur um wenige %. Dies kann eine Abnahme der Anisotropie mit steigender Energie der PE kompensieren. Hinzu kommt noch die Zunahme des Signal-Rauschverhältnisses der Szintillator- oder Halbleiterdetektoren mit steigender Energie der RE.

Die Bestimmung des Kontrastes der ECP erlaubt mit Hilfe eines Referenzkristalls die Abschätzung der Dicke einer zusätzlichen amorphen Deckschicht auf dem Einkristall.

Da die Anisotropie mit abnehmender Energie der PE zunimmt, wurde versucht, die ECP mit Energien unter 5 keV aufzunehmen. Wegen der geringen Schwächungslänge der PE wurden diese Versuche im Ultrahochvakuum durchgeführt. Es gelang, die ECP in der Umgebung des 111-Poles bei Energien bis 2000 eV herab aufzunehmen, eine visuelle Beobachtung war bis etwa 500 eV herab möglich.

Herrn Prof. Dr. H. Seiler möchte ich sehr herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Hinweise und Diskussionen danken. Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt danke ich für die Förderung dieser Arbeit.

IX. Literaturverzeichnis

1 H. O. Müller, Z. Phys. 104, 1937, 473

2 A. B. Laponsky, N. R. Whetten, Phys. Rev. 120, 1960, 801

3 R. W. Soshea, A. J. Dekker, Phys. Rev. 121, 1961, 1362

4 H. Seiler, G. Kuhnle, Z. Angew. Phys. 29, 1970, 254

5 G. G. Goetz, Ph. D. Thesis Univers. of Minnesota, 1963, unveröffentlicht

6 W. Carle, H. Seiler, Optik 24, 1966, 305

7 E. B. Bas, S. Escher, Helv. Phys. Acta 40, 1967, 352

8 D. G. Coates, Phil. Mag. 16, 1967, 1179

9 G. R. Booker, A. M. B. Shaw, M. J. Whelan, P. B. Hirsch, Phil. Mag. 16, 1967, 1185

10 L. Reimer, G. Pfefferkorn, Elektronenrastermikroskopie, 1973, Springer-Verlag

11 G. Kuhnle, Diplomarbeit, 1970

12 H. Seiler, M. Stärk, Optik 22, 1965, 60

13 P. Holl, Optik 28, 1969, 76

14 H. E. Farnsworth et al., J. Appl. Phys. 29, 1958, 1150

15 H. Bauer, Diplomarbeit, 1974

16 J. C. Tracy, Lecture Notes for 1972 NATO Summer School on "Electron Emission Spectroscopy"

17 H. Seiler, H. Bauer, wird veröffentlicht

18 P. B. Hirsch, C. J. Humphreys, SEM 1970, Proc. 3. Ann. SEM Symp. 1970, 541

19 L. Reimer, Bedo 4/2, 1971, 275

20 E. M. Schulson, C. G. van Essen, J. of Scient. Instr. (J. of Phys. E) Ser. 2, Vol. 2, 1969, 247

21 D. G. Coates, SEM 1969, Proc. 2. Ann. SEM Symp. 1969, 27

22 E. Vicario, M. Pitaval, R. Uzan, J. of Scient. Instr. (J. of Phys. E) 3, 1970, 323

23 E. D. Wolf, M. Braunstein, A. I. Braunstein, Appl. Phys. Letters 15, 1969, 389

24 G. Kuhnle, H. Seiler, J. P. Martin, SEM 1971, Proc. 4. Ann. SEM Symp. 1971, 481

25 P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie und Kristallchemie, Teil I, 1941, 355

26 E. D. Wolf, T. E. Everhart, Appl. Phys. Letters 14, 1969, 299

27 L. Reimer, H. Seidel, R. Blaschke, Bedo 4/2, 1971, 289

28 H. Seiler, Bedo 1, 1968, 27

29 H. Drescher, L. Reimer, H. Seidel, Z. Angew. Phys. 29, 1970, 331

30 H. Seiler, G. Kuhnle, J. P. Martin, Bedo 3, 1970, 137

31 L. Reimer, H. G. Badde, H. Seidel, W. Bühring, Z. Angew. Phys. 31, 1971, 145

32 E. D. Wolf, R. G. Hunsperger, SEM 1970, Proc. 3. Ann. SEM Symp. 1970, 457

33 D. Kunze, O. Peters, G. Sauerbrey, Z. Angew. Phys. 22, 1967, 69

Lebenslauf

Am 29. September 1943 wurde ich, Gerd Kuhnle, als Sohn des Bankkaufmanns Erwin Kuhnle und dessen Ehefrau Herta geb. Beppler in Stuttgart geboren.

Vom Herbst 1950 bis Frühjahr 1954 besuchte ich die Volksschule in Stuttgart und anschließend das Friedrich-Eugens-Gymnasium, wo ich im Frühjahr 1963 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommersemester 1963 begann ich das Studium der Physik an der Universität Tübingen, legte dort im Mai 1966 die Vordiplomprüfung und im Juli 1970 die Diplom-Hauptprüfung in Physik ab. Das Thema der im Institut für Angewandte Physik angefertigten Diplomarbeit lautete: "Die Anisotropie der Elektronenausbeute in Abhängigkeit von der Energie der auslösenden Primärelektronen".

Danach begann ich meine Dissertation am Institut für Angewandte Physik über das Thema "Zur Anisotropie der Elektronenausbeute beim Auftreffen von Primärelektronen auf Silizium-Einkristalle und die Beobachtung der dadurch verursachten 'Electron-Channeling-Pattern' " unter Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Seiler.

Meine akademische Ausbildung verdanke ich den Herren Professoren und Dozenten: M. Auwärter, W. Braunbek, W. Bues, H. Ehlich, G. Elwert, K. H. Gaukler, W. Hewers, E. Kasper, H. Krüger, F. Lenz, H. Lenz, G. Mack, G. Möllenstedt, R. Mühleisen, E. Müller, M. Müller, P. Roquette, W. Rüdorf, H. Schäfer, R. Schief, E. Schmid, H. Seiler, J. Sommer, R. Speidel, O. Tamaschke, H. Wielandt, H. W. Wittern, A. Wolf, K. Zeller.